

und „Endwände“ bzw. 2,5 mm für das Modell „alle seitlichen Wände“ verfügbar. Die Rechnungen wurden dabei in zwei Wellenlängenbereiche, von 10 mm bis 5 mm und von 5 mm bis 2,5 mm aufgeteilt. In jedem Bereich wurde ein festes Gitter verwendet und die Auflösung so gewählt, dass im ersten Bereich bei 5 mm und im zweiten Bereich bei 2,5 mm Wellenlänge eine Auflösung von 10lpw vorlag. Bei den anderen Wellenlängen ist die Auflösung dadurch entsprechend höher. Die PW-UTD-Rechnungen sind, wie vorher beschrieben, nur von 10 mm bis 1 mm durchgeführt. Ansonsten wurden die Parameter verwendet, wie sie im vorherigen Kapitel angegeben sind.

3.5.1 Modell „keine seitlichen Wände“

In Abbildung 3.26 ist das Ergebnis der Simulationen für das Modell „keine seitlichen Wände“ angegeben. Aufgrund der starken Abhängigkeit der W -Werte von der Wellenlänge wurde eine halblogarithmische Darstellung gewählt.

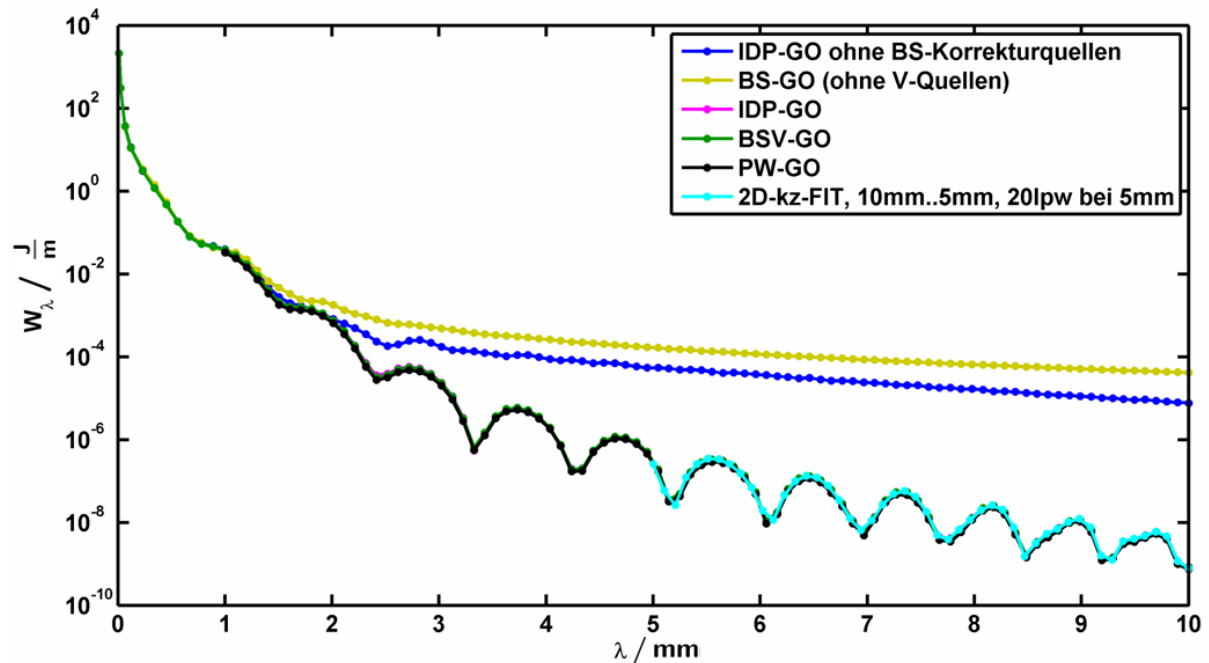


Abbildung 3.26: Vergleich der Simulationsverfahren für das Kammermodell „keine seitlichen Wände“. Die PW-UTD-Rechnung wurde von 1 mm bis 10 mm und die 2D-kz-FIT-Rechnung von 5 mm bis 10 mm durchgeführt. Bis auf die Rechnungen „IDP-GO ohne BS-Korrekturquellen“ und „BS-GO (ohne V-Quellen)“ liegen alle Kurven dicht beieinander.

Aus dem Vergleich der Verfahren bestätigen sich zum einen die früheren Feststellungen, dass zum einen die IDP-Nahfelder vernachlässigbar sind (die IDP-GO Rechnungen wurden ohne Nahfelder durchgeführt), die V-Quellen (d.h. der Geschwindigkeitsterm) beim BSV-Ansatz nicht vernachlässigt werden dürfen und dass sich ohne die BS-Korrekturquellen falsche Ergebnisse ergeben. Der Einfluss der letzten beiden Effekte nimmt mit kleiner werdender Wellenlänge jedoch ab.

Ansonsten ergibt sich, wie erhofft, eine sehr gute Übereinstimmung der Verfahren BSV-

GO, IDP-GO, PW-GO und 2D-kz-FIT. Die Abweichungen zwischen den Verfahren betragen bei kürzeren Wellenlängen etwa 1% und bei den längeren Wellenlängen etwa 5%. Lediglich bei der PW-GO sind die Abweichungen mit bis zu 10% etwas größer. Beim Vergleich der Intensitätsverteilungen S_y (nicht dargestellt) ergibt sich ebenso eine gute Übereinstimmung.

3.5.2 Modell „Endwände“

Die Ergebnisse der Spektren W_λ und $W_{\lambda,p}$ für das Kammermodell „Endwände“ sind in Abbildung 3.27 dargestellt. Dabei zeigt sich ein differenzierteres Bild als im vorherigen Kapitel ohne die seitlichen Wände.

Bei den Ergebnissen fällt auf, dass der IDP-UTD-Ansatz bei der vorliegenden Struktur im Vergleich zu den anderen Verfahren, insbesondere der 2D-kz-FIT, große Abweichungen aufweist. Offenbar ist der IDP-UTD-Ansatz bei langen Wellenlängen nicht zur Untersuchung des seitlichen Wandeinflusses in der Kammerstruktur geeignet. Ein Erklärungsversuch für diese unerwarteten Probleme wird im nächsten Kapitel gegeben.

Weiter ist in den Abbildungen zu sehen, dass für lange Wellenlängen die Ergebnisse der PW-UTD und 2D-kz-FIT-Rechnungen sehr gut übereinstimmen. Der PW-UTD-Ansatz zur W -Berechnung funktioniert für das vorliegende Modell „Endwände“ offenbar im Gegensatz zum IDP-UTD-Ansatz sehr gut. Vergleicht man die Intensitätsverteilung S_y am Kammerausgang in Abbildung 3.28, so zeigen sich auf den ersten Blick unerwartet Abweichungen. Bei 10 mm Wellenlänge sind die Intensitätsmaxima bei der 2D-kz-FIT-Rechnung wesentlich deutlicher als bei der PW-UTD-Rechnung. Das grundlegende Verhalten, d.h. hohe Intensität im rechten Bereich und an der linken Kante, stimmt jedoch überein. Ein etwas besseres Bild ergibt sich bei einer Wellenlänge von 5 mm. Obwohl auch hier die Maxima bei der 2D-kz-FIT-Rechnung ausgeprägter sind, ist bei der Intensitätsverteilung eine gute prinzipielle Übereinstimmung sichtbar. Bei dem W -Wert hingegen zeigt sich eine Abweichung von etwa 20%. Ursache hierfür ist vermutlich die etwas zu geringe Auflösung von 10 Linien pro Wellenlänge der 2D-kz-FIT-Rechnung. Unterstützt wird diese Vermutung auch durch die Ergebnisse weiter unten für das Modell „alle Wände“.

Ab etwa 2 mm Wellenlänge zeigt sich dann auch eine gute Übereinstimmung des PW-Ansatzes mit dem IDP-Ansatz. Obwohl dieser bei den langen Wellenlängen versagt, liefert er ab etwa 2 mm Wellenlänge brauchbare W -Ergebnisse.

Die Betrachtung der W -Ergebnisse der IDP-GO und BSV-GO-Rechnung, bei denen ja keine Kantenbeugungseffekte berücksichtigt werden, zeigt, dass Beugungseffekte für lange Wellenlängen wichtig, für kürzere Wellenlängen hingegen unwichtig sind. Bei Betrachtung der W_p -Ergebnisse der BSV-GO-Rechnung ergibt sich allerdings eine unerwartet gute Übereinstimmung mit den 2D-kz-FIT- und PW-UTD-Ergebnissen auch für lange Wellenlängen. Bei Betrachtung der Spektren am Parabolspiegel kann bei geringfügiger Einbuße der Genauigkeit also auch der BSV-GO-Ansatz verwendet werden.

In Abbildung 3.29 sind abschließend die Intensitäten einer PW-UTD, IDP-UTD und BSV-GO Rechnung bei 2 mm Wellenlänge am Kammerausgang und Parabolspiegel verglichen. Beim IDP-UTD-Ansatz zeigt sich am Kammerausgang ein unerwartetes Interferenzmuster, welches vermutlich noch Auswirkungen der Probleme bei langen Wellenlängen darstellt. Der Einfluss auf die W -Werte und die Intensitätsverteilung am Parabolspiegel ist jedoch vernachlässigbar. Bei der Intensitätsverteilung S_y des BSV-GO-Ansatzes zeigen sich

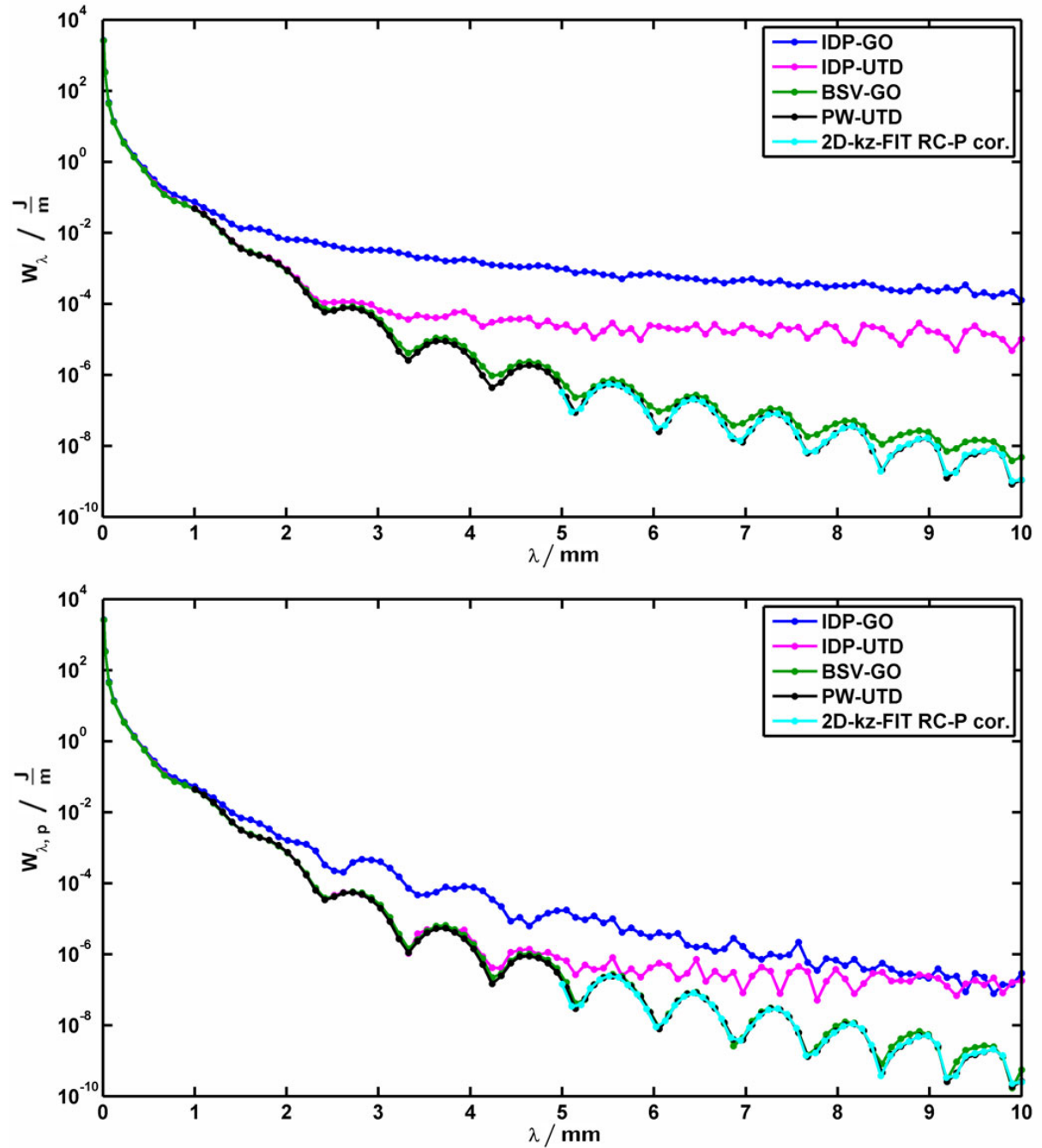


Abbildung 3.27: Vergleich der Simulationsverfahren für das Kammermodell „Endwände“, oben für das Spektrum W_λ am Kammerausgang und unten für das Spektrum $W_{\lambda,p}$ am Parabolspiegel.

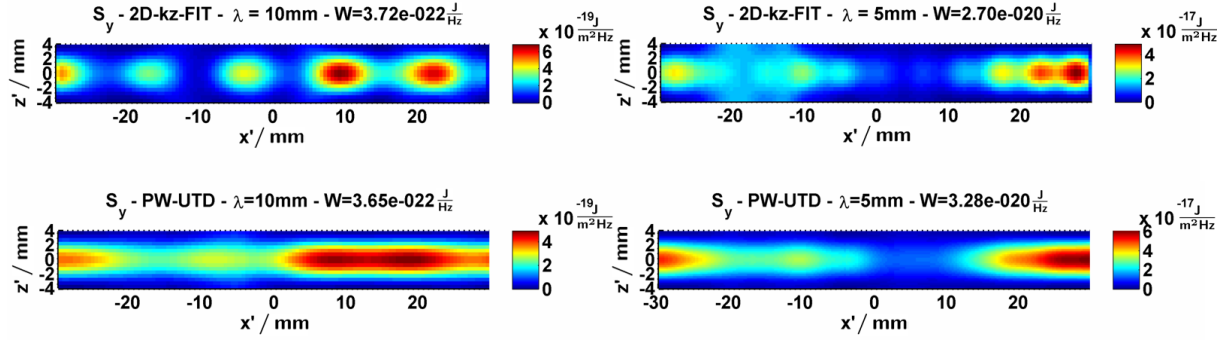


Abbildung 3.28: Vergleich des 2D-kz-FIT- und PW-UTD-Ansatzes für das Modell „Endwände“ für 10 mm und 5 mm Wellenlänge.

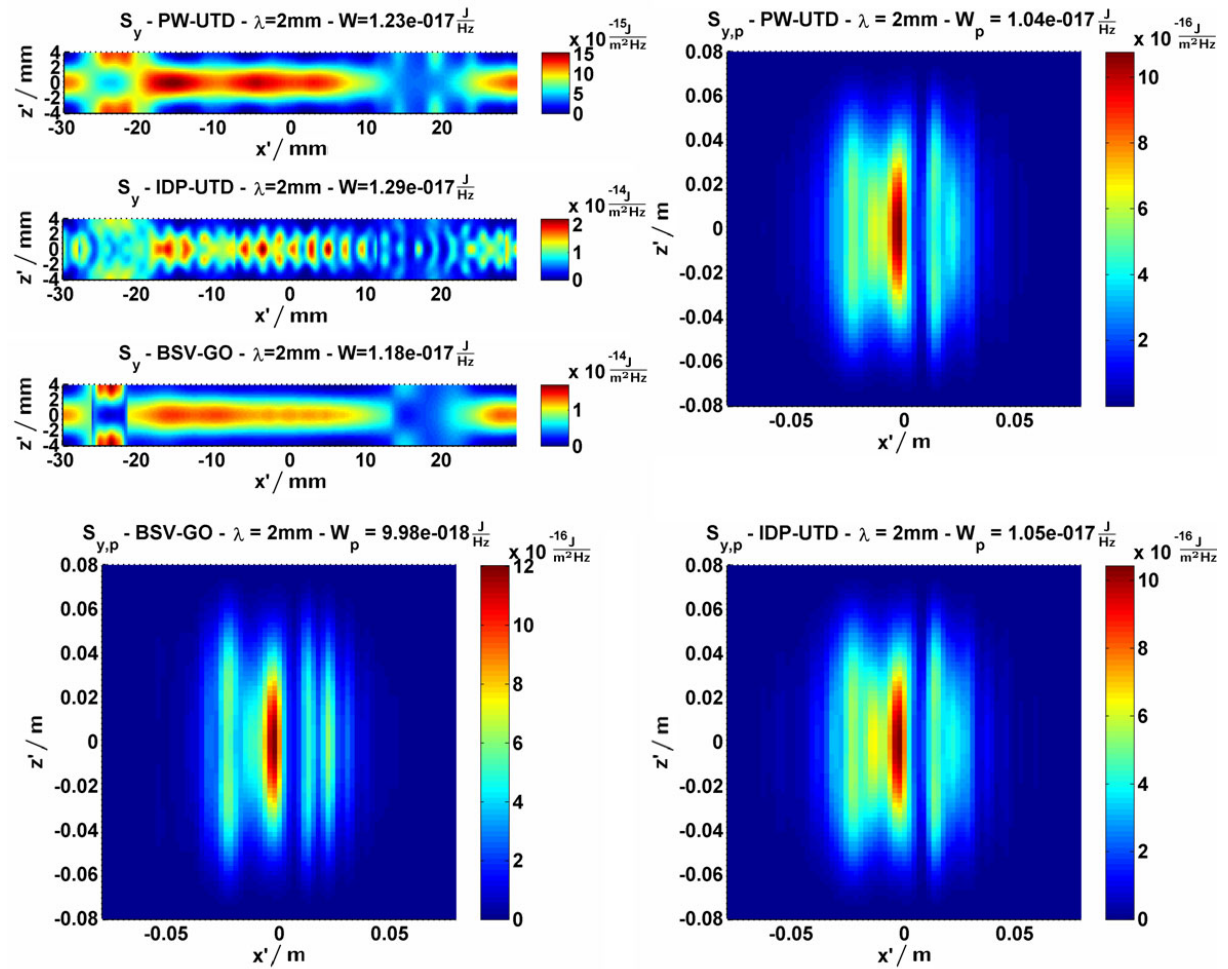


Abbildung 3.29: Vergleich der Intensitätsmuster am Kammerausgang und Parabolspiegel für den PW-UTD-, IDP-UTD- und BSV-GO-Ansatz für das Kammermodell „Endwände“.

deutlich die Auswirkungen der Vernachlässigung höherer UTD-Kantenbeugungsterme. Dadurch springen die Felder an den Schattengrenzen. Dies hat auch leichte Auswirkungen auf die Intensitätsverteilung am Parabolspiegel. Ansonsten zeigt sich jedoch eine gute prinzipielle Übereinstimmung der Verfahren.

3.5.3 Modell „alle Wände“

Schon bei der Untersuchung der Diskretisierungsparameter zeigte sich, dass das Kammermodell „alle Wände“ die meisten Probleme bei den GO/UTD-Rechnungen bereitet. In Abbildung 3.30 ist daher nur der BSV-GO-Ansatz, welcher bei dem Modell „Endwände“ unerwartet gute Ergebnisse lieferte, und der 2D-kz-FIT-Ansatz miteinander verglichen. Der IDP-Ansatz wurde für einzelne Wellenlängen auch getestet, zeigte aber keine positiven Ergebnisse. Zudem ergaben sich durch die vielen Spiegelkombinationen und die aufwändigen Beugungsformeln sehr lange Simulationszeiten. Der beim Modell „Endwände“ erfolgreiche PW-UTD-Ansatz ist, wie früher beschrieben, durch die spezielle Quellenformulierung beim Modell „alle Wände“ nicht anwendbar.

Für die W -Werte am Kammerausgang zeigen sich für lange Wellenlängen, wie nicht anders zu erwarten, zwischen 2D-kz-FIT und BSV-GO Abweichungen. Im Bereich von 4,5 mm bis etwa 2,75 mm stimmen beide Kurven relativ gut überein, bevor diese für noch kleinere Wellenlängen wieder deutlich auseinander gehen. Während die Abweichungen oberhalb von 4,5 mm durch den BSV-Ansatz verursacht werden, so dürften die Abweichungen unterhalb von 2,75 mm von Problemen bei der 2D-kz-FIT-Rechnung stammen. Denn bei den Ergebnissen am Modell „Endwände“ zeigte sich, dass der BSV-Ansatz zu kürzeren Wellenlängen hin immer bessere Ergebnisse liefert. Die Vermutung ist, dass bei diesen kurzen Wellenlängen trotz Dispersionskorrektur eine Auflösung von 10 Linien pro Wellenlänge nicht mehr ausreichend ist. Unterstützt wird diese Vermutung zum einen durch die Beobachtungen bei den Konvergenzuntersuchungen in Kapitel 3.4.3, wo sich bei kürzeren Wellenlängen am Kammerausgang eine schlechtere Konvergenz zeigte als bei längeren Wellenlängen. Zum anderen deutet aber auch der Sprung der W -Werte der 2D-kz-FIT-Rechnung in Abbildung 3.30 bei $\lambda = 2,5$ mm auf Probleme hin. Der Funktionswert der blauen Kurve entspricht dabei einer Auflösung von 10 Linien pro Wellenlänge und derjenige der schwarzen Kurve 12,5 Linien pro Wellenlänge. Nur eine kleine Erhöhung der Auflösung lässt den W -Wert sichtbar in Richtung der BSV-GO-Kurve rücken.

Bei Betrachtung der W_p -Werte am Parabolspiegel zeigt sich, wie schon beim Modell „Endwände“, auch bei den längeren Wellenlängen eine etwas bessere Übereinstimmung. Die Sprünge zwischen den 2D-kz-FIT-Rechnungen durch die unterschiedlichen Gitterauflösungen werden hingegen deutlicher.

In Abbildung 3.31 ist der Vergleich der mit den beiden Methoden berechneten Intensitätsverteilung bei einer Wellenlänge von 3,7 mm zu sehen. Obwohl diese am Kammerfenster sehr unterschiedlich aussieht, so beträgt die Abweichung der W -Werte zwischen BSV-GO und 2D-kz-FIT nur 20%. Viel besser sieht die Übereinstimmung der Intensitätsmuster an der Spiegelposition $S_{y,p}$ aus. Zur groben Berechnung der Spektren W und W_p und der Intensitätsverteilung am Parabolspiegel ist der BSV-GO-Ansatz also durchaus geeignet.

Abschließend ist in Abbildung 3.32 die Feldverteilung in der gesamten Kammerstruktur für eine Wellenlänge von 10 mm, berechnet mit 2D-kz-FIT, angegeben. Die komplizierte Feldverteilung lässt erahnen, wieso sich die Berechnungen so schwierig gestalten.

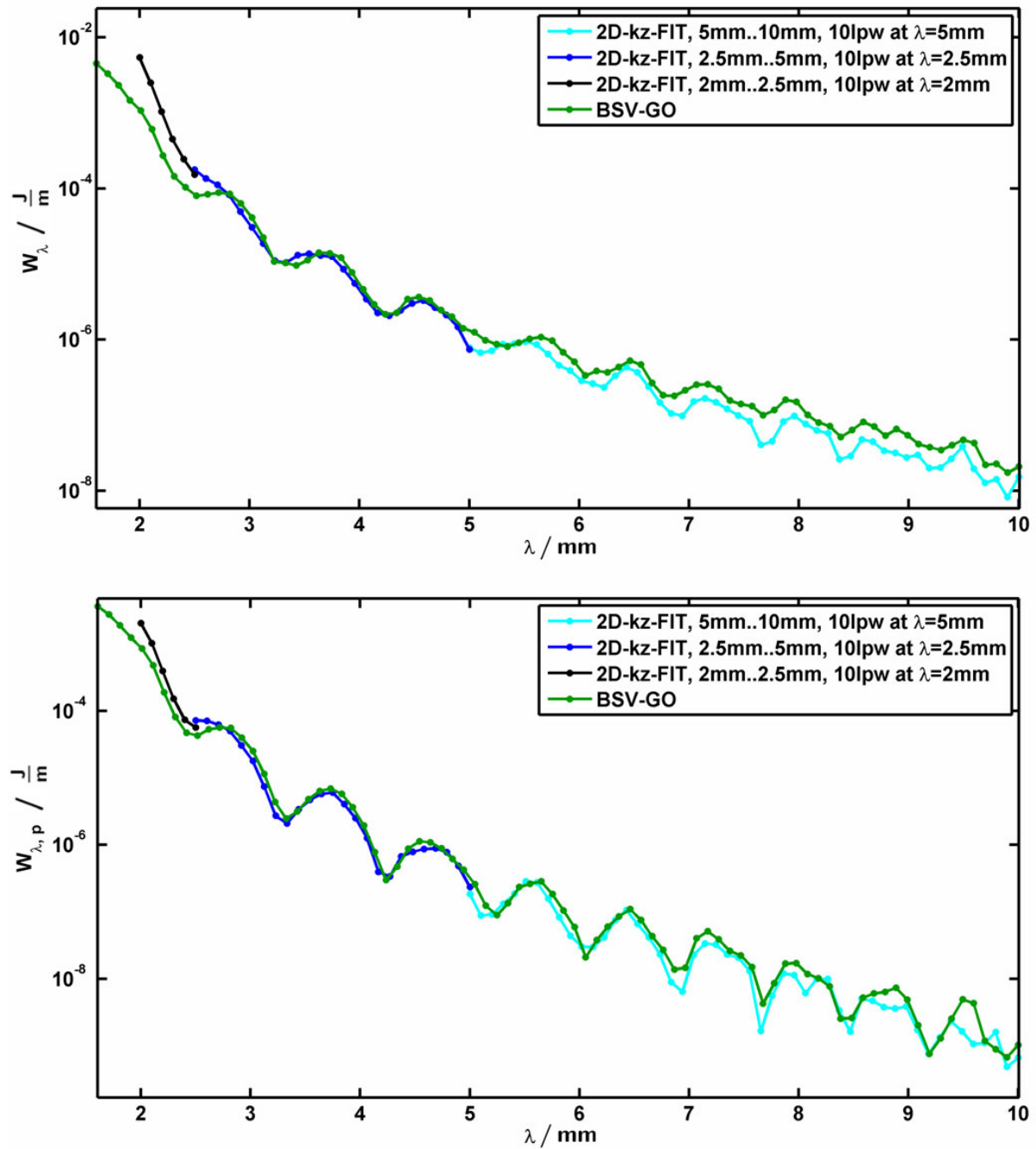


Abbildung 3.30: Vergleich der Simulationsverfahren für das Kammermodell „alle Wände“, oben für das Spektrum W_λ am Kammerausgang und unten $W_{\lambda,p}$ am Parabolspiegel.

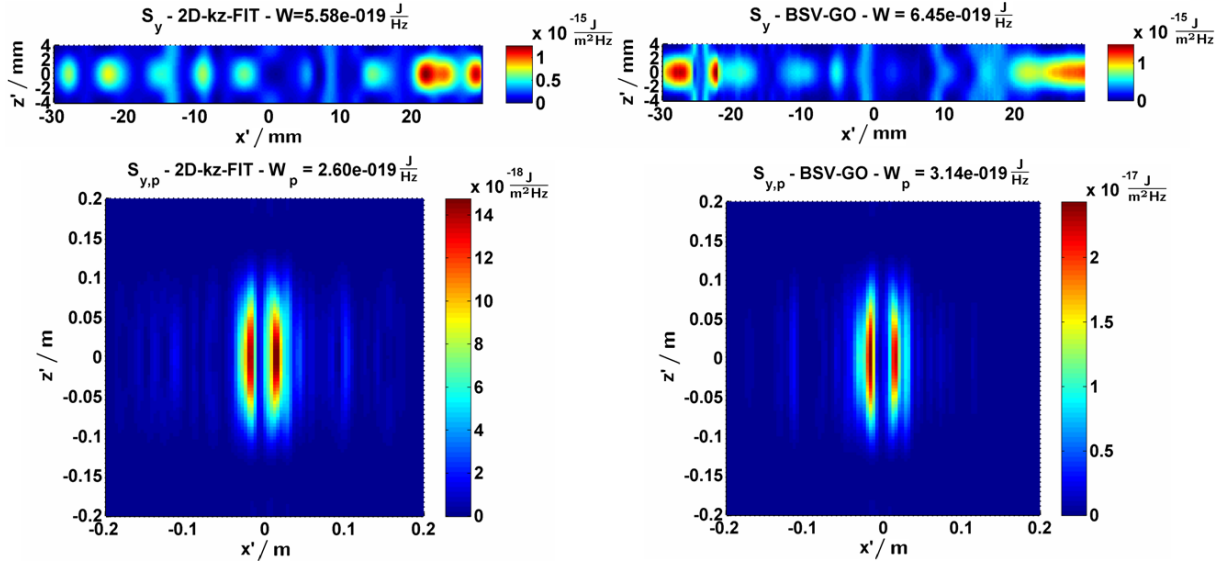


Abbildung 3.31: Vergleich der Verfahren 2D-kz-FIT und BSV-GO für das Modell „alle Wände“ bei einer Wellenlänge von 3,7 mm.

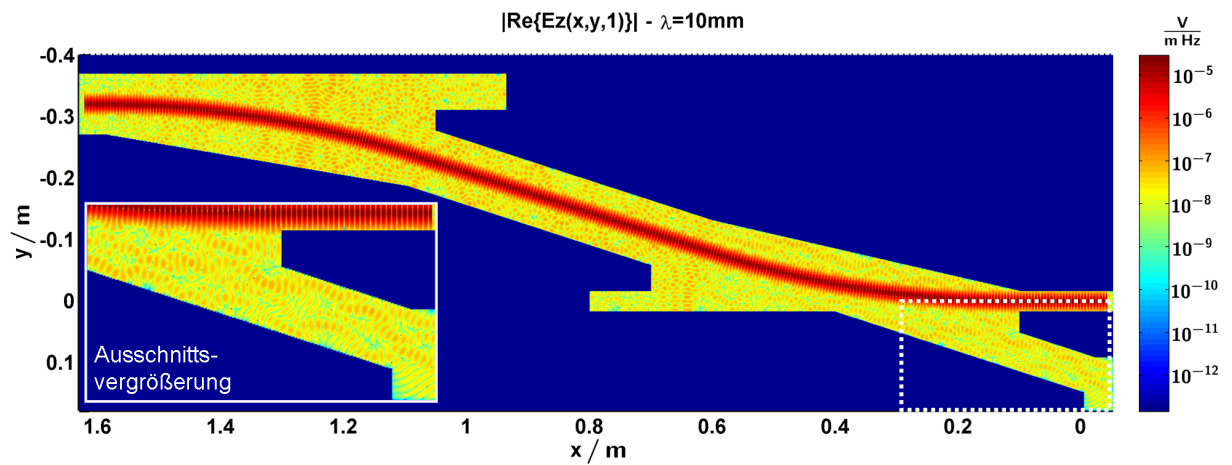


Abbildung 3.32: Feldverteilung des elektrischen Feldes $|\text{Re}\{E_z(x,y,1)\}|$ in der gesamten Kammerstruktur. (Modell „alle Wände“, $\lambda = 10 \text{ mm}$, 10 lpw, 2D-kz-FIT-Ansatz)

3.6 IDP-UTD-Probleme bei langen Wellenlängen

Bei den Ergebnissen des vorherigen Kapitels zeigte sich deutlich, dass der IDP-Ansatz zur Berechnung der Felder bei der Anwesenheit von seitlichen Kammerwänden für lange Wellenlängen unerwartet versagt. Bei kürzeren Wellenlängen war der Ansatz zwar anwendbar, doch zeigte sich, dass Kantenbeugungseffekte hier nicht mehr dominierend sind. Da dieser Ansatz zur UTD-Berechnung der Kammer anfangs am erfolgversprechendsten erschien, weil wichtige Nahfeldeffekte bei den Kantenbeugungen berücksichtigt werden können und er im Gegensatz zum PW-Ansatz auch bei dem Modell „alle Wände“ verwendbar ist, soll in diesem Kapitel kurz auf die möglichen Ursachen der Probleme eingegangen werden.

3.6.1 Beobachtungen

Im Laufe der Untersuchungen der IDP-Problematis bei langen Wellenlängen zeigten sich folgende Beobachtungen.

Die Rechnung des Modells „Endwände“ und „keine seitlichen Wände“ mit Hilfe der UTD-Implementierung in FEKO zeigte eine sehr gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der SRUTD-Implementierung. UTD-Implementierungsfehler können daher als Ursache für die Probleme ausgeschlossen werden.

Selbst bei dem einfachst möglichen Modell „eine Kante“, welches nur aus zwei seitlichen Wänden und einer Beugungskante besteht, zeigten sich ähnliche Probleme wie beim Modell „Endwände“.

Neben den Kantenbeugungs- und Doppelbeugungstermen der UTD gibt es auch die sogenannten Slope-Diffraction-Terme [2, 28]. Diese korrigieren die Fehler der Annahme, dass die bei der Kantenbeugung einfallenden Wellen in transversaler Richtung eine konstante Amplitude aufweisen. Da besonders längere IDP-Quellen starke Variationen des Fernfeldmusters in transversaler Richtung aufweisen, wurde die Slope-Diffraction implementiert und getestet. Es ergaben sich jedoch nur minimale Änderungen der Ergebnisse.

Eine weitere mögliche Ursache für die UTD-Probleme wurde darin gesehen, dass durch die hohen vertikalen Spiegelungszahlen bei langen Wellenlängen viele UTD-Strahlen sehr flach an den Kanten gebrochen werden. Da die UTD-Genauigkeit mit kleiner werdendem Winkel abnimmt, könnten sich hierdurch die Probleme bei langen Wellenlängen ergeben. Zum Testen dieser Hypothese wurden die gleichen Berechnungen mit dem DPT-Ansatz durchgeführt, bei dem die Probleme in dieser Form nicht auftreten können. Die Ergebnisse der Berechnungen im Vergleich zum IDP-Ansatz waren aber nahezu unverändert.

Eine weitere interessante Beobachtung ist, dass, wenn die BS-Korrekturquellen weggelassen werden, sich bei dem Modell „eine Kante“ eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den IDP- und 2D-kz-FIT-Berechnungen (ohne Teilchen-Wellenleiterrand) zeigte. Bei dem Modell „Endwände“ ergaben sich jedoch wieder größere Abweichungen. Darüber hinaus ist auch auffällig, dass der IDP-Ansatz dann funktioniert, wenn der Einfluss der BS-Korrekturquellen vernachlässigbar ist.

Als letzte Beobachtung ist in Abbildung 3.33 dargestellt, wie sich aus den einzelnen IDP-Quellen des Pfades das Gesamtfeld ergibt. Aus dem Beitrag jeder einzelnen IDP-Quelle im oberen Bild wird bereits deutlich, dass für das Gesamtfeld eine stark oszillierende Funktion integriert bzw. summiert werden muss, welche zudem noch große Amplitudenunterschiede aufweist. Im unteren Bild ist das Integral bzw. die Summe der Funktionswerte

dieser Funktion dargestellt. Zum einen ist erkennbar, dass auch dieses stark oszilliert, zum anderen auch, dass nicht nur ein Teil des Pfades den Hauptbeitrag leistet, sondern der ganze S-Pfad berücksichtigt werden muss. Der Wert des Gesamtintegrals ergibt sich zu $1,34 \cdot 10^{-6} \text{V}/(\text{m Hz})$ und entspricht dem letzten Funktionswert im unteren Bild. Dabei ist jedoch zu beachten, dass es sich nur um den Beitrag der IDP-Quellen handelt. Die BS-Korrekturquellen sind noch nicht berücksichtigt. Diese korrigieren nämlich die Sprünge der Funktion im oberen Bild am rechten und linken Rand, welche durch Abschneiden der eigentlich weiter oszillierenden Funktion entstehen. Diese Sprünge sind auch im unteren Bild zu sehen und eingezeichnet. Zieht man diese vom Integralwert ab, so ergibt sich der eigentliche Feldwert von $1,28 \cdot 10^{-8} \text{V}/(\text{m Hz})$. Dieser Wert liegt zwei Größenordnungen unter dem vorherigen Ergebnis und unter den Beiträgen der Einzelquellen (bei dieser Auflösung). Dies bedeutet, dass das Feld, welches durch die zwei BS-Korrekturquellen erzeugt wird, fast gleich dem Feld ist, welches durch den IDP-diskretisierten Pfad ohne BS-Korrekturquellen erzeugt wird. Das eigentlich gewünschte Feld ergibt sich aus der Differenz dieser beiden Felder und ist um zwei Größenordnungen kleiner. Den beschriebenen Effekt kann man auch in Abbildung 3.23 gut sehen. In der dargestellten 2D-kz-FIT-Rechnung mit endlichem Pfad, was einer IDP-Diskretisierung ohne BS-Korrekturquellen entspricht, geht der Hauptteil der Strahlung von den Pfadenden aus.

3.6.2 Erklärungsansatz

Durch die geschilderten Beobachtungen scheint es sich bei dem IDP-Versagen für lange Wellenlängen um ein Problem der Subtraktion zweier fast gleicher Größen zu handeln. Weisen diese Größen einen Fehler auf, so ist der Fehler der Differenzgröße um ein Vielfaches größer. Die Rechnung am Modell „eine Kante“ zeigte ohne BS-Korrekturquellen eine gute Lösung. Durch die optischen Näherungen weist die IDP-UTD-Lösung jedoch einen gewissen Fehler auf. Werden nun die fast gleich großen Beiträge der BS-Korrekturquellen subtrahiert, so dominiert bei dem Ergebnis der UTD-Fehler.

Hiermit lassen sich die meisten gemachten Beobachtungen erklären. Unklar ist jedoch noch, wieso die IDP-UTD ohne BS-Korrekturquellen zwar bei dem Modell „eine Kante“ funktioniert, aber nicht mehr, wenn zwei bzw. drei Kanten in dem Modell „Endwände“ vorliegen. Hier scheint es daher noch weitere Probleme zu geben. Ein Unterschied zwischen den beiden Modellen ist, dass es bei dem Modell „Endwände“ im Vergleich zu dem Modell „eine Kante“ zwei parallele Seitenwände am Kammerausgang gibt. Dies ermöglicht und erfordert ggf. bei den Berechnungen eine sehr hohe Zahl von wechselseitigen Spiegelungen. Dies könnte bedeuten, dass wesentlich mehr horizontale Spiegelungen erforderlich sind als berücksichtigt wurden.

Aber auch mit dieser Erklärung ist noch offen, wieso die Berechnung ohne Kantenbeugung, d.h. IDP-GO und BSV-GO, bei der Untersuchung so weit auseinander liegen. Denn die beiden Ansätze sind durch die Tatsache, dass zwei BS-Quellen und eine V-Quelle des BSV-Ansatzes bis auf Diskretisierungsfehler äquivalent zu einer IDP-Quelle sind, sehr eng miteinander verknüpft. Ein möglicher Grund hierfür ist in Abbildung 3.34 skizziert. Bei den Spiegelanordnungen tritt oft der Fall auf, dass ein Observationspunkt nur einen Teil des Quellpfades „sieht“. Bei dem IDP-Ansatz hat das den Effekt, dass, wie bei dem gesamten S-Pfad ohne BS-Korrekturquellen, die Hauptstrahlung von den abgeschnittenen Pfadenden ausgeht. Grundsätzlich stellt dies für die UTD kein Problem dar, da diese

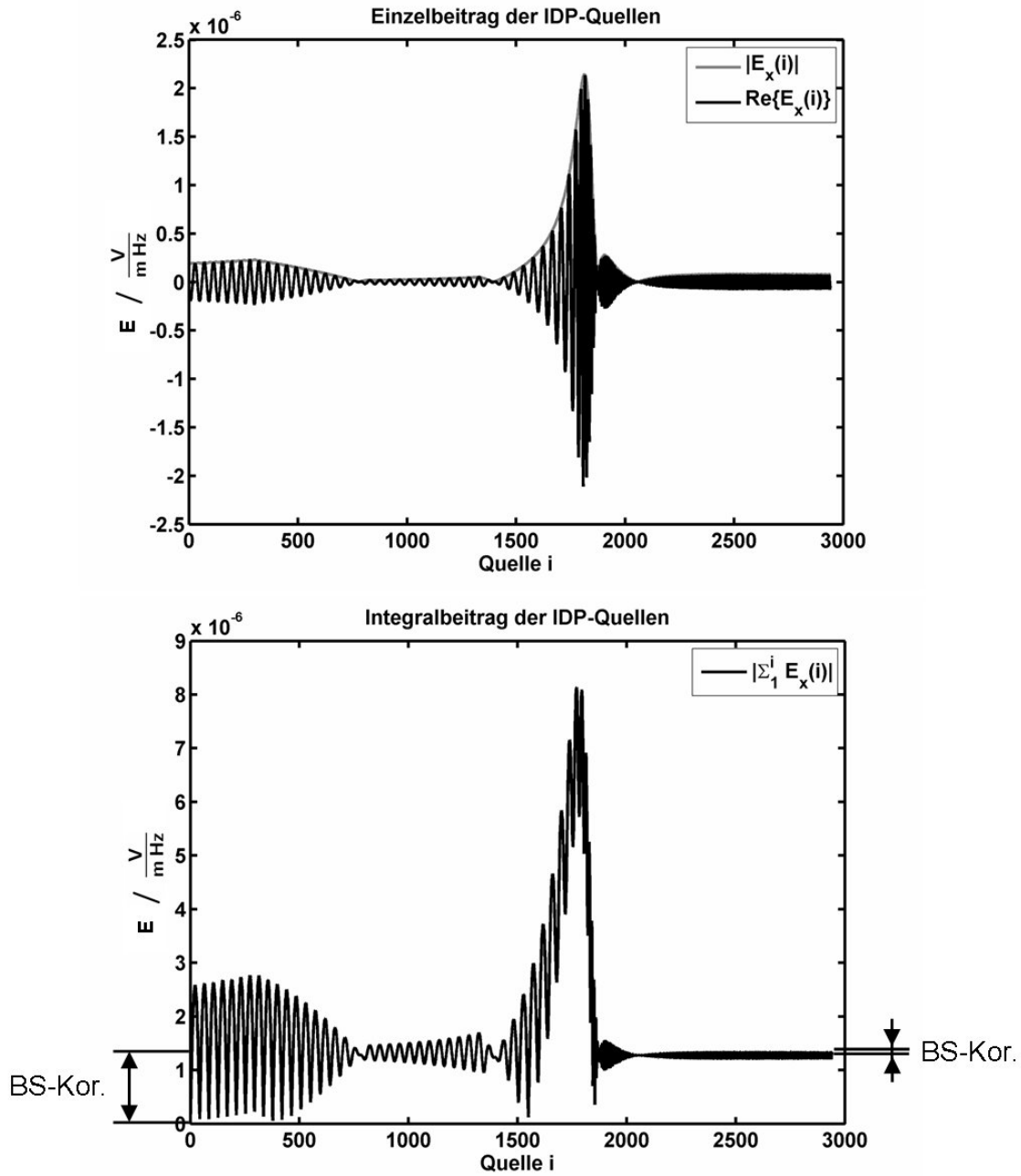


Abbildung 3.33: Beitrag der einzelnen IDP-Quellen bei der Berechnung des elektrischen Feldes an der Position p_3 des Kammermodells. E_x bezeichnet die x' -Komponente des Feldes (Koordinatensystem des Kammerausgangs). Im oberen Bild ist der Beitrag jeder einzelnen IDP-Quelle dargestellt. Das Gesamtfeld am Punkt p_3 ergibt sich durch Summation der Einzelbeiträge und ist im unteren Bild dargestellt. Hierbei wurden die Beiträge von der ersten Quelle bis zur i -ten Quelle aufsummiert. Das Ergebnis der Summation über alle Quellen wird somit vom letzten Wert der Kurve repräsentiert. Die Quellennummerierung beginnt am Anfang des Pfades und nimmt in Flugrichtung zu. (Kammermodell „Freiraum“, $\lambda = 10$ mm, 1 mm Quellaufösung)

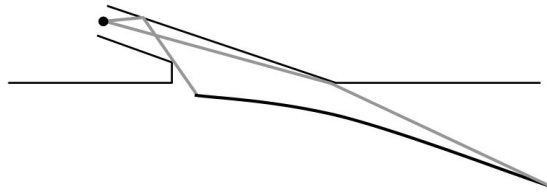


Abbildung 3.34: Abschneide-Problem beim IDP-Ansatz. Bei den meisten Spiegelanordnungen „sieht“ jeder Observationspunkt nur einen Teil des Quellpfades.

Abschneideeffekte ja durch Kantenbeugungsterme höherer Ordnung wieder kompensiert werden. In der Praxis wird jedoch nur eine begrenzte Spiegelungsanzahl und die Kantenbeugung nur bis zur Doppelbeugung betrachtet, so dass dieser Effekt doch Probleme bereiten könnte. Eine Lösung für dieses Problem könnte sein, auch hier im Algorithmus BS-Korrekturquellen zu verwenden. Doch selbst dann gibt es immer noch die anderen, oben beschriebenen Probleme. Bei dem BSV-Ansatz tritt dieses Problem hingegen nicht auf, da hier immer nur Doppel-BS-Quellen verwendet werden, wie in Abbildung 2.7 dargestellt. Wenn nur ein Teilstück des Pfades betrachtet wird, bedeutet dies, dass die BS-Korrekturquellen implizit schon vorhanden sind.

3.7 Untersuchung von Modellvereinfachungen

Bei den vorgestellten Verfahren werden eine Reihe von Annahmen und Vereinfachungen getroffen. Einige dieser Annahmen wurden für bestimmte Fälle auf ihre Gültigkeit getestet und werden in diesem Kapitel kurz diskutiert.

3.7.1 Rundung der Kammerecken

Als eine Vereinfachung am Kammermodell wurde bei einer Reihe von Kanten, wie in Kapitel 3.1 angegeben, die Kantenrundung vernachlässigt, da diese bei den GO/UTD-Berechnungen nicht bzw. nur sehr schwer berücksichtigt werden kann. Zum Test dieser Vereinfachung wurden bei einem speziellen 2D-kz-FIT-Modell die Kantenrundungen berücksichtigt und mit dem Standardmodell ohne Kantenrundung verglichen.

Bei einer Wellenlänge von 10 mm ergaben sich dabei leichte Abweichungen in der Intensitätsverteilung. Die Abweichung in W lag bei etwa 10%. Bei einer Wellenlänge von 5 mm sind die Abweichungen in der Intensitätsverteilung dagegen kaum noch sichtbar und auch bei W betrug die Abweichung nur 2%. Im Rahmen der bei den Verfahren erreichbaren Genauigkeiten sind die Rundungen der Kammerecken also vernachlässigbar.

3.7.2 Abstrahlung vom Kammerausgang

Bei der Abstrahlung der Felder vom Kammerausgang werden bei den Berechnungen mit der Fourier-Optik diverse Vereinfachungen vorgenommen. Um sicherzugehen, dass diese Vereinfachungen gerechtfertigt sind, wurden einige Annahmen im Rahmen der Arbeit getestet. Die Untersuchungen erfolgten dabei mit Hilfe von MWS bei Wellenlängen zwischen 10 mm und 1,4 mm.

Ein Test bestand darin, dass die Abstrahlung eines TE_{10} -Modes aus dem Kammerausgang (ohne Quarzglas) zwischen 10 mm und 1 mm Wellenlänge berechnet wurde. Dabei ergab sich eine maximale Reflexion der Energie von 0,1%. Die Reflexion in andere Moden war noch geringer. Daraus wurde geschlossen, dass die Aperturfeldnäherung, wie sie bei den Fourier-Optik-Berechnungen verwendet wird, und die Zweiteilung der Simulation gerechtfertigt ist. Zudem wurde die Intensitätsverteilung der abgestrahlten Felder zwischen einer Rechnung mit explizitem Hohlleiter und einer Rechnung mit Aperturfeldnäherung verglichen. Auch hier ergaben sich für die getesteten Wellenlängen und Anregungen keine signifikanten Abweichungen, so dass auch hier die Aperturfeldnäherung gerechtfertigt scheint.

In weiteren Untersuchungen wurden die geometrischen Vereinfachungen des Kammerflansches untersucht. Auch hier zeigte sich, dass Kantenrundungen und Flansch-Vorsprünge keinen Einfluss auf die abgestrahlten Felder haben. Die einfache Modellierung des Kammerausgangs mit einem idealen, offenen Hohlleiter scheint also auch gerechtfertigt.

Den einzigen Unterschied zum realen Aufbau stellt somit das Quarzfenster dar, welches in den Simulationen jedoch der Einfachheit halber vernachlässigt wird. Obwohl das Fenster auf die Praxis der Bunchlängenbestimmung einen deutlichen Einfluss hat, so ist dessen Untersuchung, sowie die Untersuchung aller nachfolgenden Elemente des Messaufbaus, nicht Ziel der vorliegenden Arbeit. Untersuchungen hierzu sind beispielsweise in [15] zu finden. Hier wird angenommen, dass das Quarzfenster lediglich auf die Amplitude der transmittierten Strahlung Einfluss hat, die räumliche Intensitätsverteilung jedoch weitgehend unbeeinflusst bleibt. Diese Annahme bestätigte sich bei einem Test, bei dem die Abstrahlung eines TE_{10} -Mode bei 1,4 mm Wellenlänge mit und ohne Quarzfenster verglichen wurde.

3.7.3 Einfluss der transversalen Ladungsverteilung

Eine für die Theorie der CSR-Bunchdiagnostik notwendige Annahme ist, dass die Auswirkungen der transversalen Bunchausdehnung auf das Strahlungsspektrum vernachlässigbar sind. Um diese Annahme für die vorliegende Anordnung zu prüfen, wurden mehrere Testrechnungen durchgeführt. Dazu wurde angenommen, dass die Teilchenpakete in der Realität eine transversale Ausdehnung von etwa 150 μm besitzen.

Eine einfache Testrechnung bestand darin, das Spektrum von einer Punktladung und zwei vertikal, d.h. in z -Richtung um 150 μm versetzten Punktladungen miteinander zu vergleichen. Das Ergebnis in Abbildung 3.35 links bestätigt hierbei die getroffene Annahme. Lediglich bei sehr kurzen Wellenlängen ergibt sich ein Unterschied in W von maximal 15%. Auch bei der Intensitätsverteilung am Kammerfenster ist kein Einfluss der vertikalen Ladungsverteilung sichtbar.

Als nächstes wurde die horizontale Bunchausdehnung in y -Richtung auf diese Art getestet, wobei sich die Ergebnisse in Abbildung 3.35 rechts ergeben. Beim Vergleich zwischen einer und zwei Punktladungen zeigte sich überraschend ein großer Einfluss auf das Spektrum. Bei einer etwas realistischeren RC-Verteilung ist der Einfluss sogar noch größer. Auch die Intensitätsverteilung am Kammerfenster zeigt für Wellenlängen kleiner als etwa 100 μm deutliche Veränderungen im Vergleich zur Punktladung.

Ein Erklärungsansatz für dieses unerwartete Ergebnis ist in Abbildung 3.36 skizziert. Durch die vorliegende Anordnung des Bunchkompressors erfährt der Bunch zwischen den

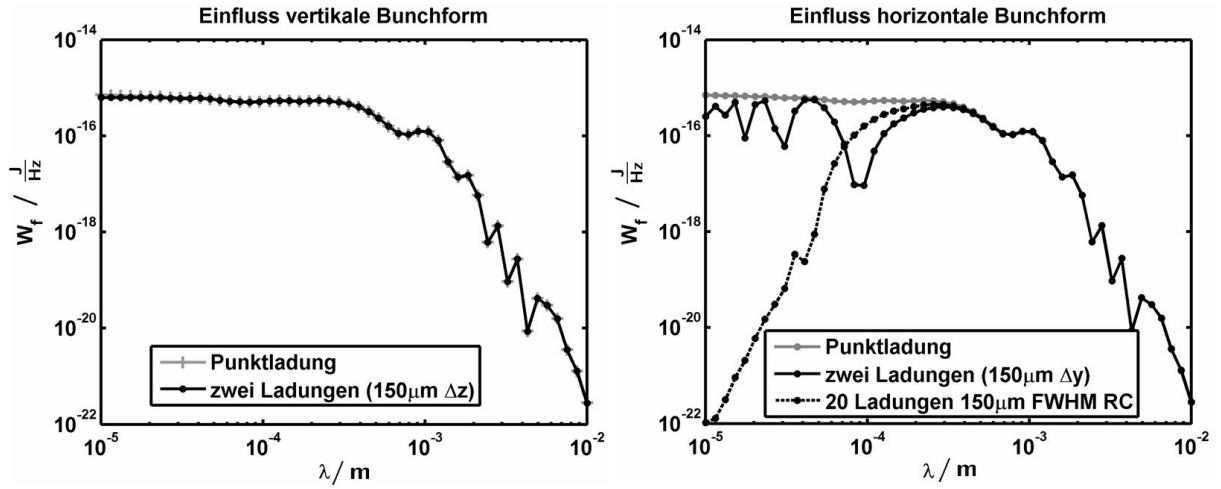


Abbildung 3.35: Testrechnungen zum Einfluss der transversalen Ladungsverteilung eines allgemeinen Teilchenpakets. Links ist das Ergebnis einer Rechnung mit einer Punktladung und einer Rechnung mit zwei vertikal um $150\mu\text{m}$ versetzten Punktladungen verglichen. Rechts ist das Ergebnis für den horizontalen Versatz dargestellt. Neben des Spektrums einer Punktladung ist das Spektrum von zwei um $150\mu\text{m}$ in y -Richtung versetzten Punktladungen und einer RC-Verteilung in y -Richtung von $150\mu\text{m}$ Halbwertsbreite (FWHM), welche durch 20 Punktladungen angenähert wurde, zu sehen. Die RC-Verteilung entspricht der Darstellung in Abbildung 2.22 mit $d_{\text{RC}} = 300\mu\text{m}$. (In den Grafiken ist W_f anstatt W_λ aufgetragen, da hier die Unterschiede der Kurven deutlicher erkennbar sind. Kammermodell „keine seitlichen Wände“. Alle Ladungsverteilungen sind auf 1nC normiert)

Magneten, wie dargestellt, eine Scherung. Dies ist bedeutend, wenn angenommen wird, dass der Hauptbeitrag der Strahlung am Kammerfenster durch diese 18° -Strecke und die angrenzenden Teile der Kurvenstücke erzeugt wird. In diesem Fall wird das Spektrum primär von dem longitudinalen Formfaktor $F_{18}(\omega)$ auf dieser 18° schrägen Flugbahn beeinflusst. Durch die Scherung entspricht dieser nicht dem longitudinalen Formfaktor des Ursprungsbunches auf dem ersten Geradenstück, sondern hängt sowohl von dessen transversaler als auch longitudinaler Ladungsverteilung ab. Nach einer kurzen Rechnung ergibt sich die Beziehung

$$F_{18}(\omega) = F_x(\omega)F_y(\omega \sin(18^\circ)). \quad (3.5)$$

Hierbei wurde angenommen, dass sich die Ladungsverteilung des Teilchenpakets auf der Anfangsgeraden in Abbildung 3.36 als $f(x, y) = f_x(x)f_y(y)$ faktorisieren lässt und sich alle Teilchen mit der gleichen Geschwindigkeit bewegen. $F_x(\omega)$ und $F_y(\omega)$ sind dabei die Formfaktoren der Wahrscheinlichkeitsdichten $f_x(x)$ und $f_y(y)$. Die Vermischung der transversalen und longitudinalen Verteilung des Ursprungsbunches zeigt sich deutlich.

Um den Erklärungsansatz zu testen, wurde er auf die Ergebnisse der horizontalen Untersuchungen aus Abbildung 3.35 rechts angewendet. Dabei muss beachtet werden, dass es sich hier nicht um eine zufällige Ladungsverteilung handelt, wie sie in Kapitel 1.2 angenommen wurde, sondern um eine feste, vorgegebene Ladungsverteilung aus diversen, versetzten Punktladungen. Der Formfaktor ist in diesem Fall nicht die Fouriertransformierte einer

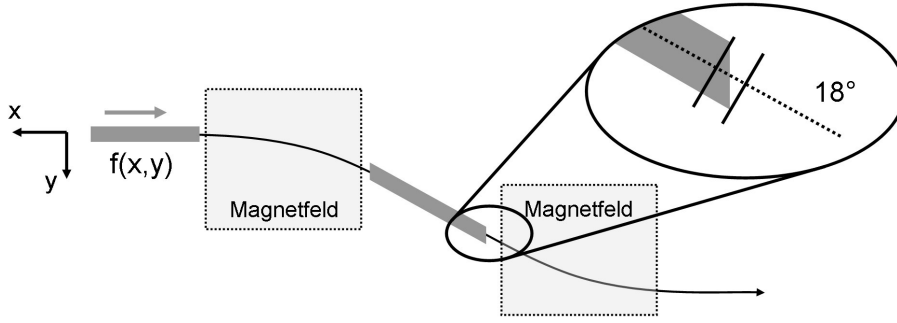


Abbildung 3.36: Ein Bunch mit der Ladungsverteilung $f(x, y) = f_x(x)f_y(y)$ und konstanter Anfangsgeschwindigkeit in negativer x -Richtung, erfährt in den 18° -Schrägen des Bunchkompressors eine Scherung. Dadurch werden für den Formfaktor $F_{18}(\omega)$ in 18° -Richtung der longitudinale $F_x(\omega)$ und transversale Formfaktor $F_y(\omega)$ des Ursprungsbunches miteinander verknüpft.

Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion, sondern der normierten Linienladungsdichte $\lambda(x)$

$$F_\lambda(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\lambda(x)}{Q_{\text{ges.}}} e^{-j\omega \frac{x}{v}} dx = \sum_i \frac{Q_i}{Q_{\text{ges.}}} e^{-j\omega \frac{x_i}{v}}.$$

Hierbei bezeichnen Q_i den Betrag der i -ten Punktladung, $Q_{\text{ges.}}$ die Summe aller Ladungen, t_i den zeitlichen Versatz der Punktladung i gegenüber der Referenzladung und v die Geschwindigkeit des Teilchenpakets. Für den Poyntingvektor und entsprechend für das Spektrum gilt abweichend zu Gleichung (1.1)

$$\vec{S}_c = \vec{S}_{c,1} |F_\lambda(\omega)|^2.$$

Unter Berücksichtigung von $F_{\lambda,x} = 1$, da in den Beispielen aus Abbildung 3.35 nur eine transversale Verteilung angenommen wurde, ergeben sich schließlich die Ergebnisse in Abbildung 3.37. Dort sind die Spektren der Simulationen mit den transversalen Ladungsverteilungen mit dem Spektrum einer Punktladung verglichen, welches mit dem Formfaktor $|F_{\lambda,y}(\omega \sin(18^\circ))|^2$ multipliziert wurde. Die sehr gute Korrelation der Ergebnisse bestätigt den Erklärungsansatz.

Eine weitere Beobachtung, welche den vorgestellten Erklärungsansatz bestätigt, ist die Tatsache, dass bei den Messungen des Spektrums am realen Beschleuniger bei DESY in Hamburg für Wellenlängen um $100 \mu\text{m}$ eine geringere Strahlungsintensität gemessen wurde als erwartet. Das Ergebnis der RC-Rechnung in Abbildung 3.35 rechts liefert hier eine gute Erklärung für die gemachten Beobachtungen.

Eine offene Fragestellung ist noch, welche Auswirkungen der unerwartet beobachtete Effekt auf die Praxis der Bunchlängenmessung hat.

3.8 Einfluss der seitlichen Kammerwände

Ausgangspunkt für die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit war die Fragestellung, welchen Einfluss die seitlichen Kammerwände auf das abgestrahlte Spektrum am Kammerfenster haben. In diesem Kapitel werden nun die Ergebnisse der Untersuchungen der Berechnungsmethoden zusammengefasst und eine Antwort auf die Frage gegeben.

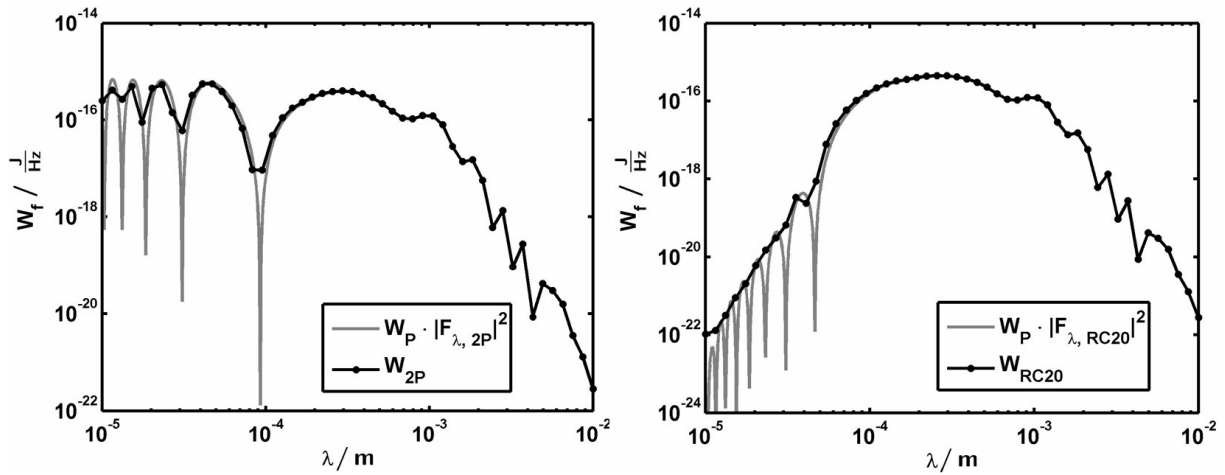


Abbildung 3.37: Vergleich der durch die horizontalen Ladungsverteilungen erzeugten Spektren mit dem Spektrum einer Punktladung, welches mit dem transversalen Formfaktor $|F_{\lambda,y}(\omega \sin(18^\circ))|^2$ multipliziert wurde. Das Spektrum der Punktladung ist mit W_P , das von zwei Punktladungen mit W_{2P} und das der RC-Ladungsverteilung mit 20 Punktladungen mit W_{RC20} bezeichnet. (Das Spektrum W_P wurde für eine bessere Darstellung interpoliert.)

3.8.1 Auswahl der Berechnungsmethoden

In den Untersuchungen der vorhergehenden Kapitel zeigte sich deutlich, dass keine der vorgestellten Methoden alleine in der Lage ist, das Spektrum W über den gesamten Wellenlängenbereich von 10 mm bis 10 μm zu bestimmen. Daher werden die Ergebnisse der verschiedenen Methoden wie in Tabelle 3.15 angegeben kombiniert. Die Grundlage für diese Wahl bilden die Untersuchungsergebnisse der vorhergehenden Kapitel. Die geschätzte Genauigkeit der W -Werte liegt bei etwa 20%.

Modell	Wellenlängenbereich	Simulationsmethode
Freiraum	$10 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 10 \text{ mm}$	BSV-GO
keine seitliche Wände	$10 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 10 \text{ mm}$	BSV-GO
Endwände	$1 \text{ mm} \leq \lambda \leq 10 \text{ mm}$ $10 \mu\text{m} \leq \lambda < 1 \text{ mm}$	PW-UTD IDP-UTD
alle Wände	$5 \text{ mm} < \lambda \leq 10 \text{ mm}$ $2.75 \text{ mm} < \lambda \leq 5 \text{ mm}$ $10 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.75 \text{ mm}$	2D-kz-FIT mit 10 lpw bei 5 mm 2D-kz-FIT mit 10 lpw bei 2.5 mm BSV-GO

Tabelle 3.15: Auswahl der Berechnungsmethoden für die Untersuchung des Einflusses der seitlichen Kammerwände.

3.8.2 Vergleich des abgestrahlten Spektrums

Kombiniert man die Spektren entsprechend der Angaben des vorherigen Kapitels, so ergibt sich das Bild in Abbildung 3.38. Hier sind die Spektren W und W_p für die unterschiedlichen Kammermodelle dargestellt. Zusätzlich sind die Graphen in Abbildung 3.39 in doppelt

logarithmischem Maßstab über den gesamten Wellenlängenbereich von $10\text{ }\mu\text{m}$ bis 10 mm dargestellt, wodurch der Verlauf des Spektrums im kurzwelligen Bereich deutlicher wird. Auf den ersten Blick zeigt sich ein sehr ähnliches Verhalten der dargestellten W -Kurven. Wird jedoch beachtet, dass die Ordinate 14 Dekaden umfasst, so zeigen sich doch signifikante Unterschiede zwischen den Kurven. Der Unterschied in W zwischen dem Modell „keine seitlichen Wände“ und „alle Wände“ liegt dabei zwischen dem Faktor 2 und 25, wobei der Wert in Abhängigkeit von der Wellenlänge stark schwankt. Die Ergebnisse für das Modell „Endwände“ liegen zwischen den beiden anderen Modellen.

Für die W_p -Werte fallen die Unterschiede zwischen den Modellen geringer aus, erreichen teilweise aber dennoch den Faktor 20. Beim Vergleich mit der W_p -Kurve des Modells „Freiraum“ ist erkennbar, dass die abgestrahlte Leistung durch die oberen und unteren Kammerwände am stärksten beeinflusst wird. Ebenso scheinen die Schwankungen der Spektren bei langen Wellenlängen auch durch die obere und untere Kammerwand hervorgerufen zu werden. Theoretisch könnte dieser Effekt auch durch Vorbeilaufen von Maxima an der Kammerapertur entstehen. Eine eingehendere Untersuchung zeigte jedoch, dass die Schwankungen wirklich durch die obere und untere Kammerwand hervorgerufen werden. Inwieweit die gezeigten Ergebnisse Einfluss auf die praktische Bunchlängenmessung haben, konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr geklärt werden. Es ist jedoch aufgrund der Ergebnisse anzunehmen, dass der Einfluss der seitlichen Kammerwände nicht vernachlässigbar ist.

3.8.3 Einfluss auf die Intensitätsverteilung

Mit Hinblick auf den Vergleich der Simulationen mit den Messungen im nächsten Kapitel wird an dieser Stelle kurz der Einfluss der Kammerwände auf die Intensitätsverteilung $S_{y,p}$ am Parabolspiegel gezeigt. Die Ergebnisse des Vergleichs von vier Kammermodellen bei drei verschiedenen Wellenlängen sind in Abbildung 3.40 dargestellt. Wie auch bei dem Spektrum W_p zeigt sich der größte Unterschied wieder zwischen dem Modell „Freiraum“ und den übrigen Kammermodellen. Der Einfluss der seitlichen Kammerwände ist auch sichtbar. Für längere Wellenlängen sind die Unterschiede dabei größer als für kürzere Wellenlängen.

3.9 Vergleich der Simulationen mit Messungen

Im Rahmen der Forschungen am DESY Hamburg wurde die Intensitätsverteilung der aus der Bunchkompressorkammer austretenden Strahlung für bestimmte Wellenlängen experimentell bestimmt. Die Ziele waren hierbei unter anderem, die Abstrahlungseffekte vom Kammerausgang besser zu verstehen und die Messungen mit Simulationen zu vergleichen. Für die vorliegende Arbeit wurden die von DESY zur Verfügung gestellten Messdaten genutzt, um durch den Vergleich mit den Simulationsdaten die vorgestellten Berechnungsverfahren zu validieren.

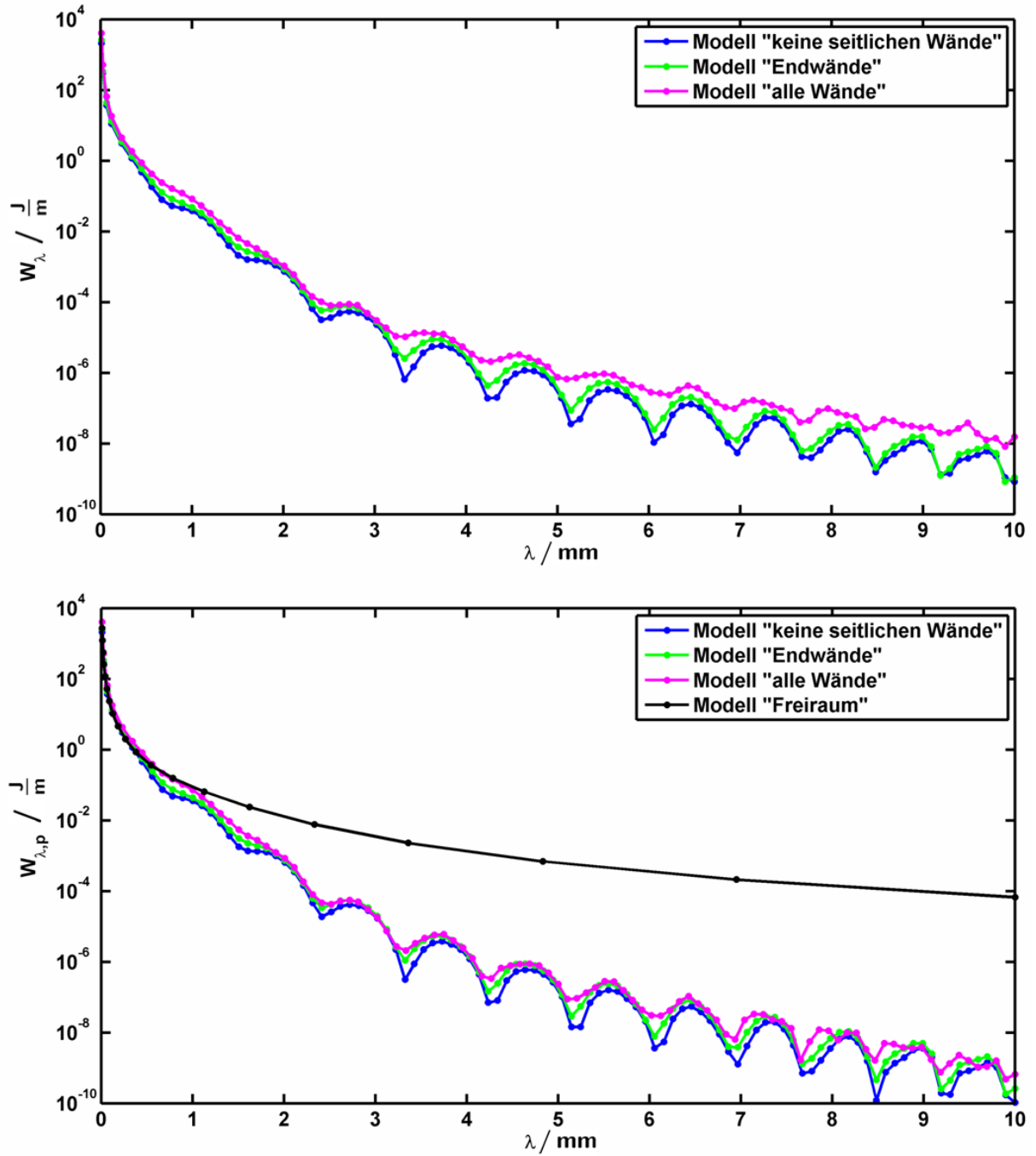


Abbildung 3.38: Einfluss der seitlichen Kammerwände auf das Spektrum W und W_p .

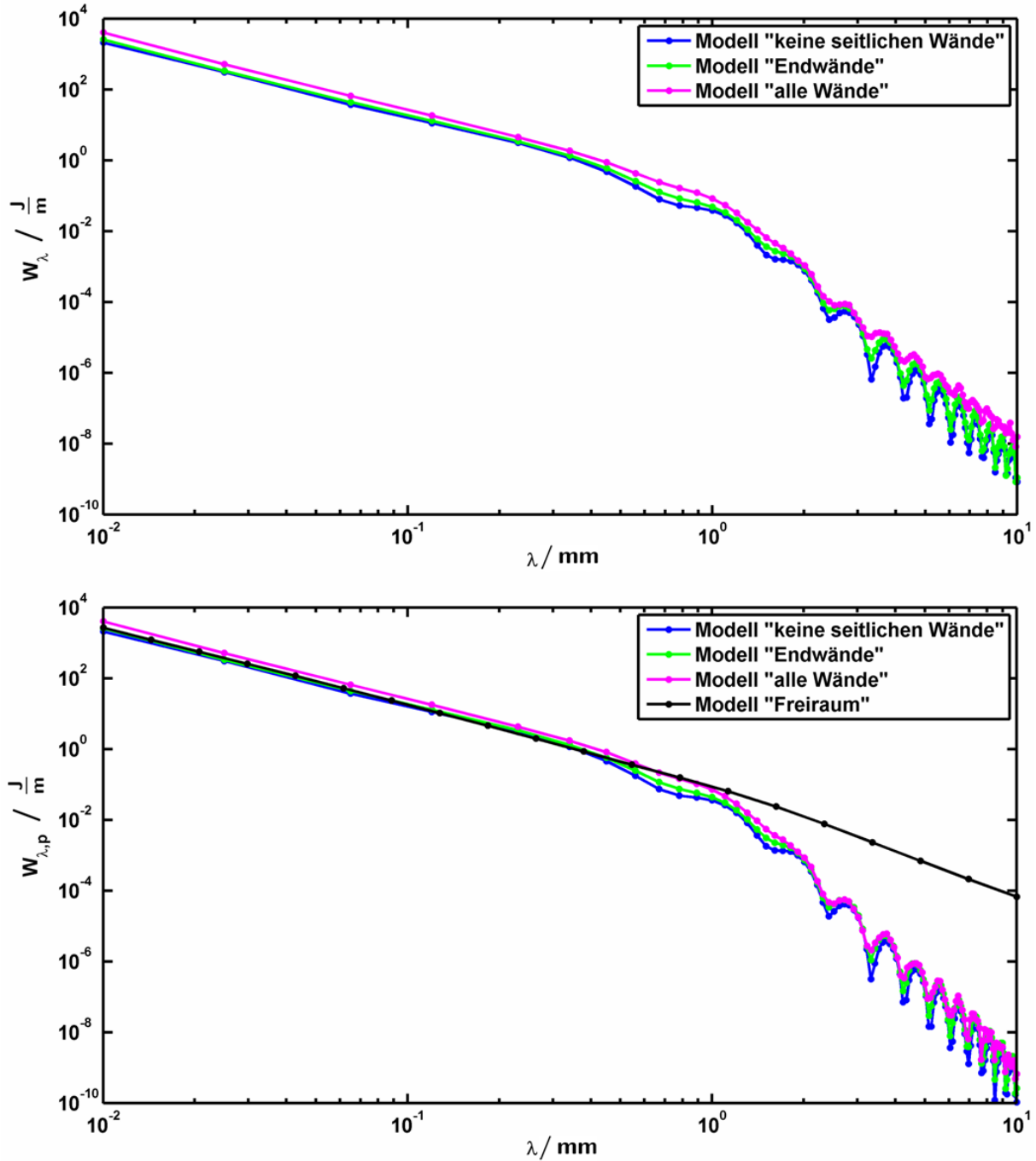


Abbildung 3.39: Einfluss der seitlichen Kammerwände auf das Spektrum W und W_p in doppelt logarithmischem Maßstab über den gesamten Wellenlängenbereich von $10 \mu\text{m}$ bis 10 mm .

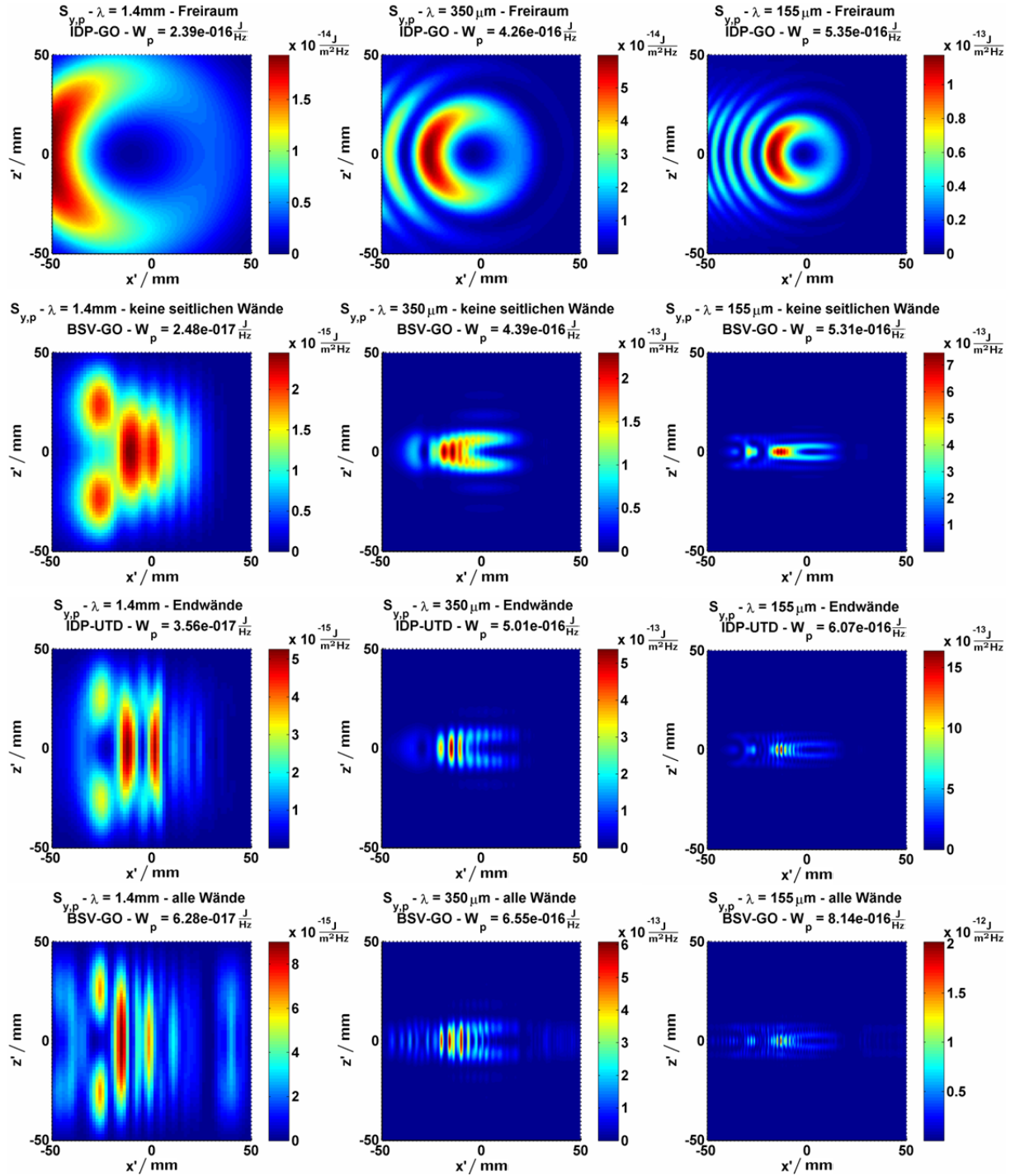


Abbildung 3.40: Einfluss der Kammermodelle auf die Intensitätsverteilung am Parabolspiegel für die Wellenlängen der später betrachteten Messungen. Von oben nach unten sind die Ergebnisse der Kammermodelle „Freiraum“, „keine seitlichen Wände“, „Endwände“ und „alle Wände“ dargestellt, von links nach rechts für die drei Wellenlängen 1,4 mm, 350 μm und 155 μm .

3.9.1 Informationen zu den Messungen

Zur Messung der Intensitätsverteilung der aus der Kammer austretenden Synchrotronstrahlung wurde ein pyroelektrischer Detektor verwendet. Das Funktionsprinzip ist hierbei, dass die auf den Sensor treffende Strahlung in einem verlustbehafteten Dielektrikum absorbiert wird und eine Temperaturerhöhung in dem Material hervorruft. Durch den pyroelektrischen Effekt in dem speziellen Material wird eine Ladungsverschiebung bzw. ein Stromfluss in der angeschlossenen Elektronik erzeugt. Nach spezieller Auswertung der Stromimpulse steht als Ausgangssignal ein zur absorbierten Energie proportionales Spannungssignal zur Verfügung. Die Sensorfläche des verwendeten Detektors betrug $2\text{ mm} \times 2\text{ mm}$.

Um ein zweidimensionales Bild der transversalen Intensitätsverteilung vor dem Kammerausgang zu erhalten, wird mit dem Sensor die zu untersuchende Fläche in der $x'z'$ -Ebene abgefahren und für jeden Bildpunkt eine Messung durchgeführt. Um die für die Messungen erforderliche Intensität zu erhalten, wird bei jedem Bildpunkt nicht die Energie eines einzelnen Teilchenpakets gemessen, sondern die Summe über eine Vielzahl von Teilchenpaketen. Das Messergebnis stellt demnach eine Mittelung über mehrere Bunche dar. Durch die konsekutiv erfolgende Messung aller Bildpunkte muss dabei sichergestellt werden, dass sich die Parameter der Bunche während des Scans nicht ändern. Da die Gesamtladung der einzelnen Bunche und damit die Strahlungsintensität während des Betriebes jedoch stark schwanken kann, wurden die Messdaten mit Hilfe anderer Sensoren am Beschleuniger normalisiert. Der verwendete Aufbau für die Messungen ist in Abbildung 3.41 dargestellt. Um nicht nur Informationen über die Gesamtintensitätsverteilung zu erhalten, sondern auch getrennt nach Wellenlänge, wurden die Messungen mit drei verschiedenen optischen Bandpassfiltern vor dem Detektor durchgeführt. Die Mittenfrequenzen der Filter waren dabei $1,4\text{ mm}$, $350\text{ }\mu\text{m}$ und $155\text{ }\mu\text{m}$. Die zugehörigen Filtercharakteristiken sind in Abbildung 3.42 dargestellt.

Die Messungen am Beschleuniger wurden für mehrere Entfernungen vom Kammerausgang vorgenommen. In der vorliegenden Arbeit werden jedoch nur die neuesten Messungen in einem Abstand von 220 mm Entfernung vom Kammerausgang, d.h. an der Stelle des Parabolspiegels, betrachtet.

3.9.2 Vergleich der Messungen mit Simulationen

Die so gewonnenen Messdaten sollen nun mit den Simulationsergebnissen verglichen werden. Hierzu wurden die Rechnungen mit dem Kammermodell „alle Wände“ und dem BSV-GO Ansatz durchgeführt. Da es sich bei den Simulationen um monofrequente Rechnungen handelt, die Filter jedoch ein ganzes Frequenzband durchlassen, wurden für jeden der drei Filter jeweils 10 Simulationen mit unterschiedlichen Wellenlängen durchgeführt, bei dem $1,4\text{ mm}$ -Filter z.B. im Bereich von $1,2\text{ mm}$ bis $1,6\text{ mm}$. Die Ergebnisse wurden dann unter Berücksichtigung der Filterkurven überlagert.

Weiterhin ist zu beachten, dass bei den Simulationen nur mit einer Punktladung gerechnet wird, wohingegen der reale Bunch eine kompliziertere Form besitzt. Es wird jedoch angenommen, dass dies keine signifikante Auswirkungen auf die Intensitätsverteilung hat. Denn die longitudinale Ladungsverteilung hat nur Einfluss auf den Formfaktor und die transversale Ladungsverteilung zeigte in den Untersuchungen von Kapitel 3.7.3 nur einen

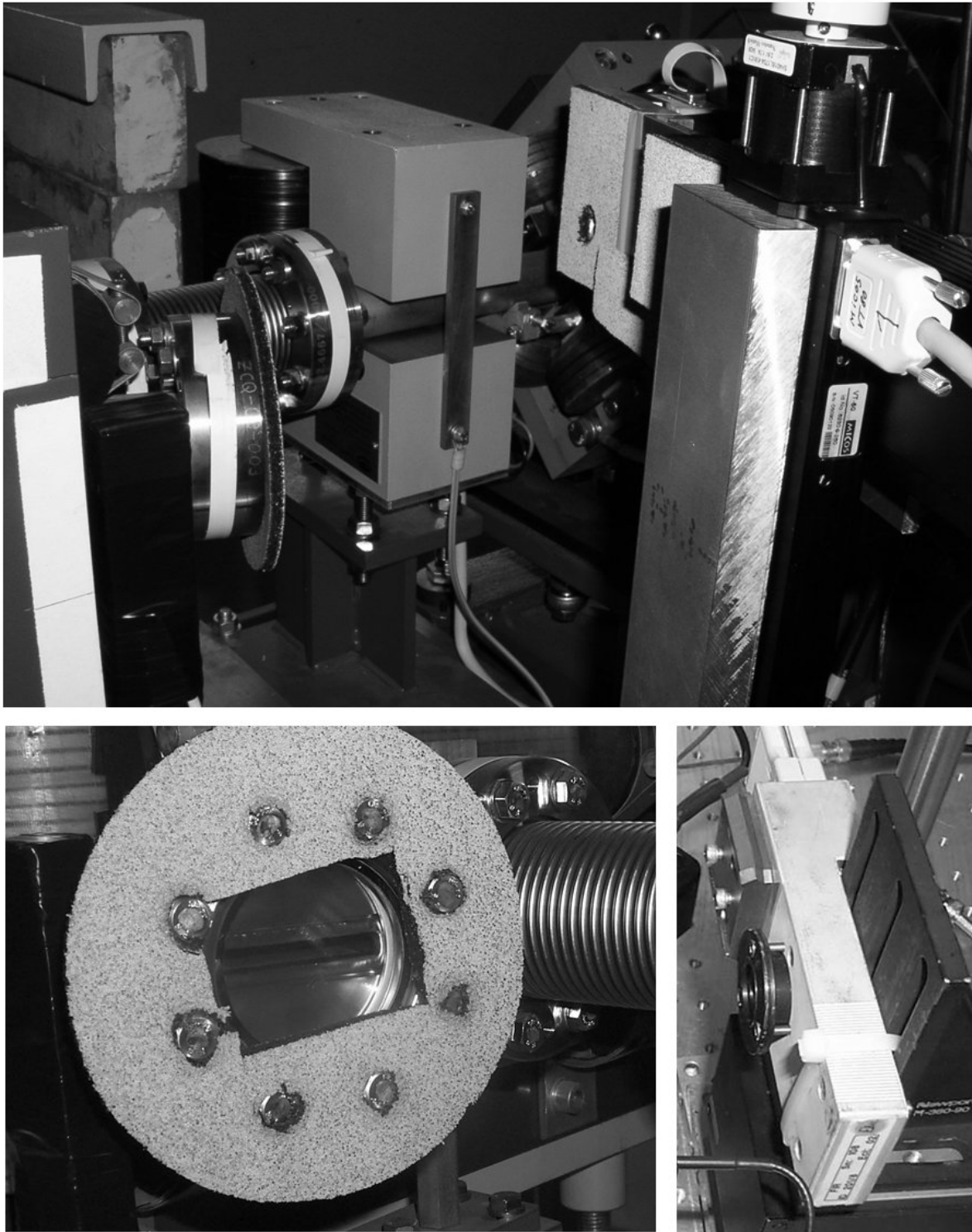


Abbildung 3.41: Messaufbau beim DESY Hamburg zur Messung der Intensitätsverteilung vor dem Kammerausgang. Im oberen Bild ist der Gesamtaufbau mit dem frei positionierbaren Detektor (rechts im Bild) vor dem Kammerausgang (links im Bild und unteres linkes Bild) zu sehen. Zur Minderung reflektierter Strahlung wurden die Metalloberflächen mit ECCOSORB-Material verkleidet. Rechts unten ist der pyroelektrische Detektor mit Gehäuse zu sehen. (Fotos zur Verfügung gestellt von O. Grimm, DESY Hamburg.)

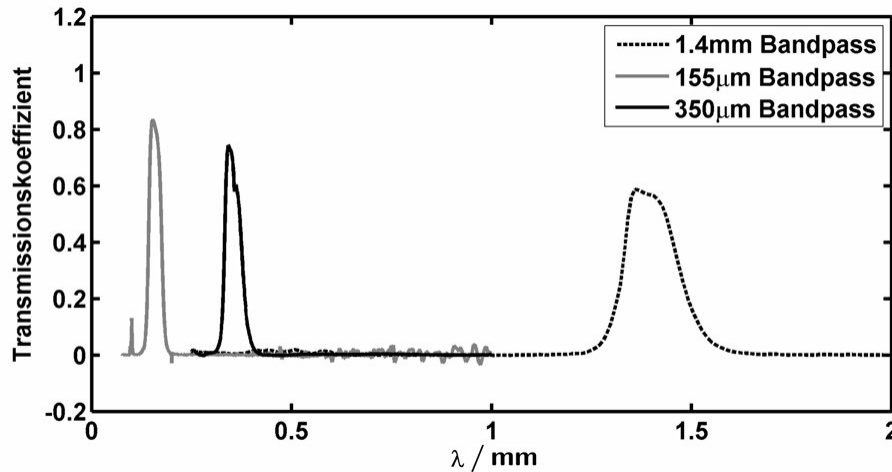


Abbildung 3.42: Filtercharakteristik der drei bei den Messungen eingesetzten Filter.

Einfluss für kleinere Wellenlängen. Abweichungen könnten jedoch dadurch auftreten, dass der reale Bunch nicht starr ist, d.h. alle Teilchen die gleiche Geschwindigkeit haben. Die Bunchform im realen Beschleuniger ändert sich dadurch während des Fluges durch den Bunchkompressor mitunter stark.

Die Ergebnisse der Messungen und der so durchgeführten Simulationen sind in Abbildung 3.43 dargestellt. Bei den 350 µm und 155 µm-Simulationen zeigt sich im Rahmen der zu erwartenden Genauigkeit eine sehr gute Übereinstimmung der Intensitätsmuster. Lediglich die Interferenzmuster sind bei den Messergebnissen nicht sichtbar. Mögliche Gründe dafür könnten z.B. die beschränkte Auflösung der Messungen, die Abweichungen der realen und simulierten Bunchform oder statistische Schwankungen der Bunchparameter bei den Messungen sein. Bei der 1,4 mm-Messung zeigen sich größere Abweichungen zwischen Simulation und Messungen. Der Grund hierfür liegt wahrscheinlich bei Problemen der Messung, die im nächsten Kapitel ausführlich behandelt werden.

Abgesehen von der vermutlich problembehafteten 1,4 mm-Messung und den nicht sichtbaren Interferenzmustern, bestätigt die gute Übereinstimmung der Simulationen mit den Messungen die bei den Simulationen getroffenen Modellannahmen und die generelle Implementierung. Ein ungeklärter Punkt ist lediglich die Abweichung der horizontalen Position der Intensitätsmuster, wie sie in Abbildung 3.43 zu erkennen ist. Die Messungen bei 350 µm und 155 µm sind im Vergleich zur Simulation um etwa 24 mm und 21 mm horizontal verschoben, was außerhalb der angegebenen Toleranz von ± 5 mm liegt. Eine Vermutung für die Abweichungen war, dass der Bunch nicht auf der normalen 18°-Sollbahn durch den Bunchkompressor geflogen ist, sondern mit einem leicht kleineren Winkel. Eingehendere Untersuchungen mittels Simulationen zeigten jedoch nur bei 18° eine Übereinstimmung mit den Messungen. Gegen diese Erklärung spricht auch, dass die Messungen mit einem Abstand von jeweils einem Monat durchgeführt wurden. Hier erscheint es unwahrscheinlich, dass in beiden Fällen die gleiche Abweichung von der 18° Sollbahn vorgelegen hat.

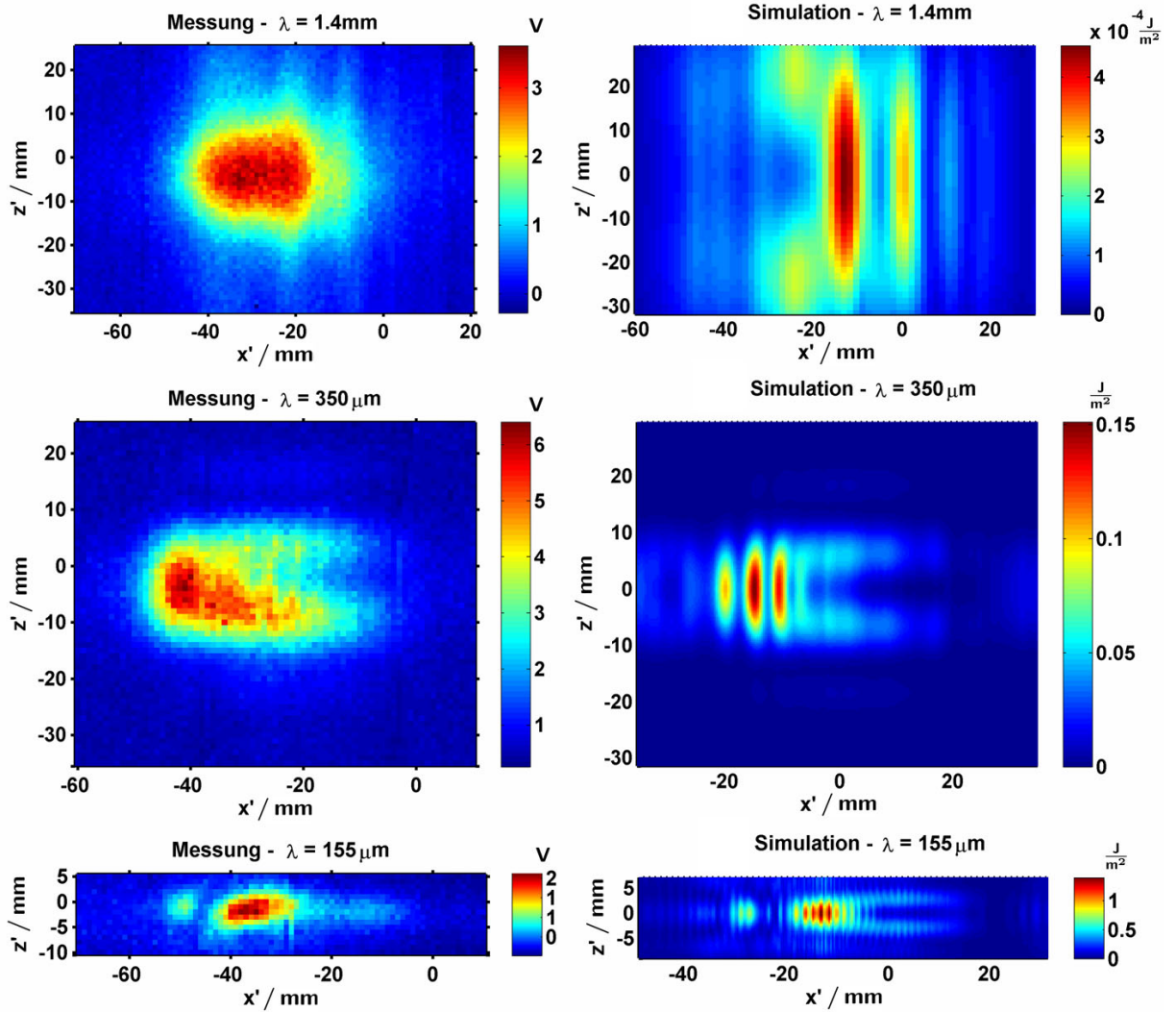


Abbildung 3.43: Vergleich der gemessenen Intensitätsverteilung, 220 mm vor dem Kameraausgang, mit den Simulationsergebnissen, für die drei Wellenlängenbereiche. Die Abbildungen der Messungen zeigen das Sensorsignal in Volt, welches zur absorbierten Energie proportional ist. Die Simulationen geben die für das jeweilige Frequenzband berechnete Energiedichte in J/m^2 an. Die Messdaten wurden von O. Grimm, DESY Hamburg, zur Verfügung gestellt. (Kammermodell „alle Wände“)

3.9.3 Erklärungsansatz für die Abweichungen bei der 1,4 mm Messung

Bei den Abweichungen zwischen Messung und Simulation bei 1,4 mm Wellenlänge stellt sich die Frage, ob Probleme bei den Simulationen vorliegen oder bei den Messungen. Während nach sorgfältiger Prüfung bei den Simulationen keine Fehler gefunden werden konnten, gibt es jedoch diverse Anzeichen bei den Messergebnissen, welche auf Probleme hindeuten.

Bei dem Vergleich der Intensitätsmuster in Abbildung 3.43 oben fällt auf, dass die vertikale Breite des Musters bei der Simulation größer ist als bei den Messungen. Zu einem besseren Verständnis der Intensitätsmuster wurden daher verschiedene Untersuchungen durchgeführt, bei denen die Feldverteilung in z -Richtung des Kammerfensters vorgegeben und die Intensitätsverteilung am Parabolspiegel berechnet wurde. Dabei zeigte sich, dass die zentralen Maxima der Simulationen in z -Richtung durch eine sinusförmige Feldverteilung am Kammerfenster erzeugt werden und die beiden kleineren Maxima bei $z = \pm 25$ mm durch eine cosinusförmige Feldverteilung. Das Hauptmaximum mit der kleinsten Ausdehnung in z -Richtung wurde für eine Anregung mit konstanter Feldverteilung über dem Kammerausgang beobachtet. Dies entspricht dem Fall eines 8 mm breiten Schlitzes, welcher mit einer ebenen Welle bestrahlt wird. Die Halbwertsbreite des Maximums in z -Richtung beträgt hier 34 mm und stimmt sehr gut mit aus der Optik [39, S. 205] bekannten Ergebnissen überein. Bei der Messung lässt sich hingegen eine sehr viel kleinere Halbwertsbreite von etwa 20 mm beobachten. Es stellt sich also die Frage, wieso bei der Messung viel kleinere Strukturen auftreten, als dies eigentlich zu erwarten ist.

Ein zweites Anzeichen für mögliche Probleme bei der Messung ist die Tatsache, dass bei genauer Betrachtung des Messergebnisses ober- und unterhalb des zentralen Maximums drei schwache Maxima (bei $x' \approx -35$ mm, $x' \approx -20$ mm und $x' \approx -8$ mm) zu erkennen sind. Dies entspricht grob dem Muster, welches aufgrund der Simulation erwartet wird. Es liegt daher die Vermutung nahe, dass das eigentlich erwartete Intensitätsmuster vorhanden ist, aber von dem stärkeren zentralen Maximum überlagert ist.

Das dritte Anzeichen betrifft auch das zentrale Maximum. In Abbildung 3.44 ist dazu das Ergebnis einer Messung dargestellt, welche ohne den 1,4 mm Filter durchgeführt wurde. Bei dem Vergleich mit der Messung aus Abbildung 3.43 oben fällt auf, dass keine großen Unterschiede zwischen den beiden Messungen zu sehen sind, so als ob der 1,4 mm Filter wenig Auswirkungen auf das Messergebnis hat.

Eine Erklärung für dieses Verhalten lässt sich erraten, wenn die 1,4 mm-Filtercharakteristik in Abbildung 3.45 in halblogarithmischem Maßstab betrachtet wird. Dabei fällt auf, dass es unterhalb von 0,6 mm einen Bereich gibt, der die Strahlung nur um 18 dB gegenüber dem Durchlassbereich bei 1,4 mm unterdrückt. Berücksichtigt man die Tatsache, dass die Intensität der Strahlung zu kurzen Wellenlängen hin stark zunimmt, wie in Abbildung 3.38 zu sehen, so ist denkbar, dass die kurzwelligen Strahlungsanteile durch den Filter nicht genügend unterdrückt werden.

Um die Richtigkeit dieser Vermutung zu überprüfen, wurde eine Abschätzung der in Realität auftretenden Spektren durchgeführt. Ausgangspunkt dazu bildet das Spektrum W_p einer Punktladung, welche für das Modell „alle Wände“ berechnet wurde. Neben der gemessenen Filtercharakteristik aus Abbildung 3.45 wurde auch der Formfaktor der in Abbildung 3.46 dargestellten longitudinalen Bunchverteilung entsprechend Gleichung (1.1)

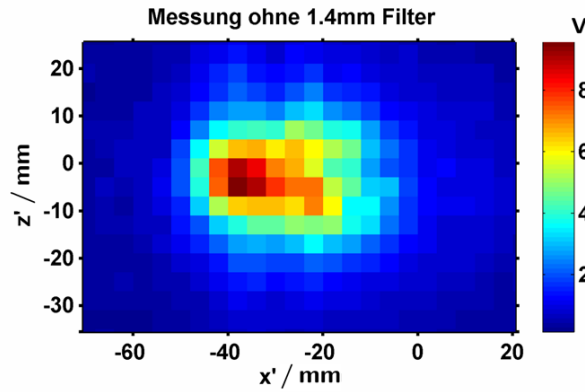


Abbildung 3.44: Gemessene Intensitätsverteilung 220 mm vor dem Kammerausgang ohne den 1,4 mm Filter.

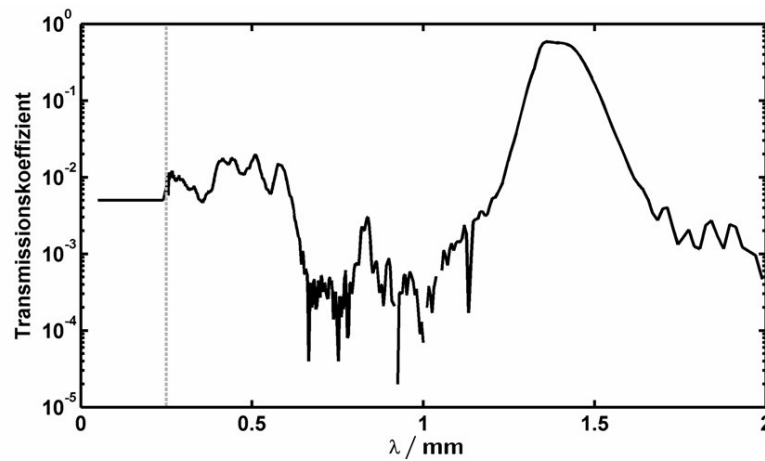


Abbildung 3.45: Filtercharakteristik des 1,4 mm Bandpasses in halblogarithmischer Darstellung. Unterhalb von 0,25 mm handelt es sich um extrapolierte Werte.

berücksichtigt. Diese wurde von DESY Hamburg zur Verfügung gestellt und soll in erster Näherung die Eigenschaften eines realistischen Bunches beschreiben.

Als Ergebnis der Abschätzung ergibt sich das Spektrum hinter dem Filter, wie in Abbildung 3.47 dargestellt. Wie vermutet zeigt sich unterhalb von 0,6 mm ein signifikanter Beitrag. Eine Integration der Spektraldichte ergibt dabei ein Verhältnis der Intensität unterhalb 0,6 mm zu der Intensität oberhalb von 1 mm Wellenlänge von 8,4:3,6. Lässt man den Wellenlängenbereich von 50 μm bis 250 μm , in dem die Filtercharakteristik extrapoliert wurde, weg, so ergibt sich immer noch ein Intensitätsverhältnis von 4,5:3,6. Die Abschätzung bestätigt also die Vermutung, dass das eigentliche 1,4 mm Messsignal unter parasitären Signalen versteckt ist und sich dadurch die Diskrepanz zwischen Messung und Simulation ergibt.

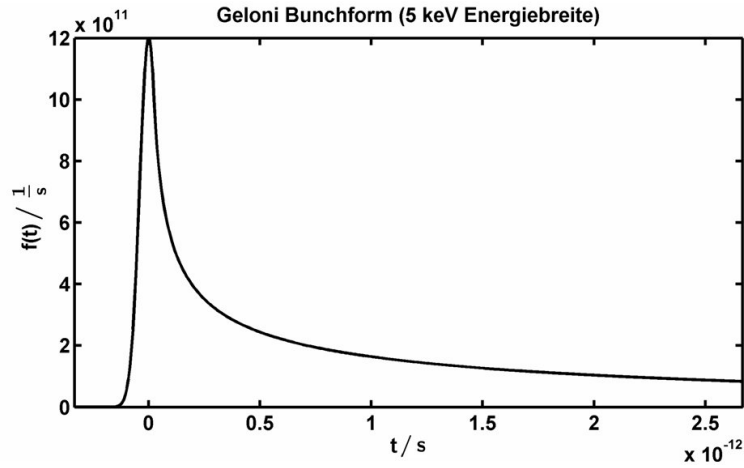


Abbildung 3.46: Zur Abschätzung der 1,4 mm Messproblematik verwendetes longitudinales Bunchprofil. (Zur Verfügung gestellt von O. Grimm, DESY Hamburg)

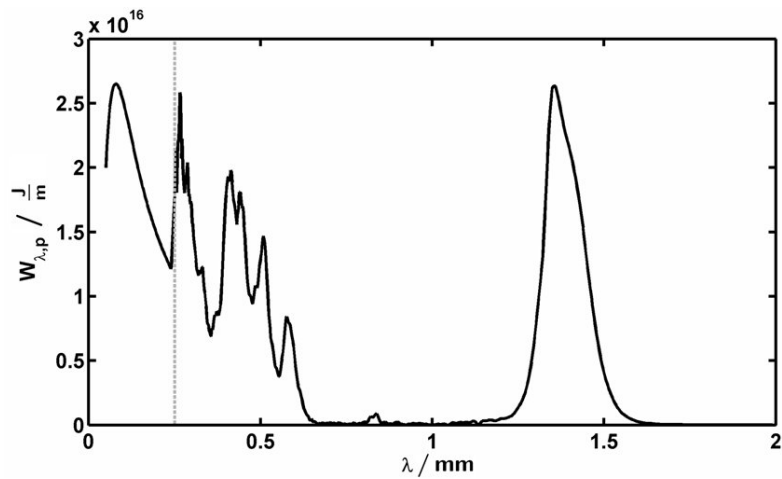


Abbildung 3.47: Spektrum $W_{\lambda,p}$ des Kammermodells „alle Wände“ unter Berücksichtigung der 1,4 mm-Filtercharakteristik aus Abbildung 3.45 und des Formfaktors des Geloni-Bunchprofils aus Abbildung 3.46.

Kapitel 4

Zusammenfassung und Ausblick

Die zentrale und als neu anzusehende Idee der vorliegenden Arbeit besteht darin, die Methode der finiten Integration (FIT) und die geometrische Beugungstheorie (UTD) zur Synchrotronstrahlungsberechnung im ersten Bunchkompressor des freien Elektronen Lasers FLASH am DESY in Hamburg zu verwenden. Ziel war es, damit den bisher unbekannten Einfluss der seitlichen Kammerwände auf das abgestrahlte Spektrum zu untersuchen, welches für die CSR-Bunchdiagnostik von Bedeutung ist. Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit bildet dabei die Untersuchung der Anwendbarkeit von FIT und UTD auf das vorliegende Problem, wobei besonderer Wert auf eine systematische Untersuchung der Eigenschaften der jeweiligen Verfahren gelegt wurde.

Das Vorgehen bei den Simulationen bestand aus einer Zerlegung der Simulation in zwei Teilschritte. FIT und UTD wurden dabei in einem ersten Schritt zur Berechnung der Felder in der Bunchkompressorkammer bzw. am Kammerausgang verwendet. Die Berechnung der Abstrahlung vom Kammerfenster erfolgte in einem zweiten Schritt mittels Fourier-optischer Methoden. Besonders die Simulationen der Bunchkompressorkammer des ersten Teilschritts erwiesen sich dabei im Allgemeinen als sehr schwierig. Kommerzielle Softwarepakete wie MWS oder FEKO konnten nicht oder nur bedingt zur Simulation eingesetzt werden. Ein Hauptproblem ist hierbei, dass die jeweils zur Verfügung stehenden Programmoptionen nicht auf das vorliegende, sehr spezielle Problem aus der Beschleunigerphysik zugeschnitten sind. Aber auch bei den speziell für die vorliegende Problemstellung entwickelten 2D-kz-FIT- und SRUTD-Implementierungen ist keine Methode für sich in der Lage, das Problem über den gesamten Wellenlängenbereich hinweg zu berechnen. Zusätzlich wird der Einsatz der optischen Methoden durch die sehr aufwändigen aber notwendigen Parameteruntersuchungen erschwert. Schwierigkeiten zeigten sich auch darin, dass mit Hilfe der vorgestellten Methoden im Allgemeinen keine sehr genauen Ergebnisse erhalten werden können. So ist bei dem Strahlungsspektrum mit einer Genauigkeit von circa 20% zu rechnen und die Intensitätsverteilungen am Kammerfenster und Parabolspiegel sind bei bestimmten Wellenlängen nur als eine Näherung anzusehen.

Auf der anderen Seite ist es aber als Erfolg zu werten, dass die vorgestellten speziellen FIT- und UTD-Methoden überhaupt auf das vorliegende, komplizierte Problem anwendbar sind und sinnvolle Ergebnisse liefern. Durch geschickte Kombination der Ergebnisse der verschiedenen Simulationsverfahren kann erstmals das von der Kammer abgestrahlte Spektrum über den sehr weiten Wellenlängenbereich von 10 mm bis 10 μ m unter Berücksichtigung der seitlichen Kammerwände berechnet werden. Als Ergebnis der Untersuchun-

gen zeigt sich, dass die seitlichen Kammerwände zwar einen geringeren Einfluss auf das Strahlungsspektrum besitzen als die obere und untere Kammerwand, die Unterschiede mit und ohne seitliche Wände aber dennoch bis zu einem Faktor 25 betragen können. Der Vergleich der Simulationen mit den bei DESY durchgeführten Messungen bestätigt durch die gute Übereinstimmung der Ergebnisse die getroffenen Modellannahmen und Rechnungen. Die Abweichungen bei der 1,4 mm Messung lassen sich durch Probleme bei den Messungen erklären, wie im Rahmen dieser Arbeit erkannt und ausführlich dargelegt wurde. Als weiterer Punkt wurde während der Arbeit unerwartet festgestellt, dass die horizontale Bunchverteilung im vorliegenden Fall des Bunchkompressors für kurze Wellenlängen einen großen Einfluss auf das Strahlungsspektrum hat und nicht vernachlässigt werden kann. Dies steht im Widerspruch zu der bei der CSR-Bunchdiagnostik getroffene Annahme, dass die transversale Bunchausdehnung für die Berechnung des Spektrums vernachlässigbar ist.

Während durch die vorliegende Arbeit viele gestellte Fragen beantwortet werden konnten, so gibt es noch eine Reihe nicht behandelter Fragen, welche die Grundlage für weitere Arbeiten bilden können. So wurde gezeigt, welche Auswirkungen die seitlichen Kammerwände und die transversale Bunchform auf das abgestrahlte Spektrum haben. Offen ist hingegen noch die Frage, welche Auswirkungen dies auf die Praxis der CSR-Bunchdiagnostik hat. Diese Fragestellung konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht geklärt werden. Weiterhin konnte nur eine beschränkte Zahl von Simulationsansätzen untersucht werden. Neben den dargestellten Verfahren gibt es noch andere Verfahren, welche für das vorliegende Problem interessante Eigenschaften aufweisen können. So führt eine 2D-BEM-Formulierung beispielsweise auf eine 1D-Diskretisierung der Kammer. Unter Verwendung einer MLFMM-Implementierung könnten damit gegebenenfalls sehr kleine Wellenlängen berechnet werden. Zusätzlich bietet BEM den Vorteil, dass es im Vergleich zu FIT nicht unter Dispersionsproblemen für große Strukturen leidet. Doch nicht nur in der Untersuchung neuer Ansätze bieten sich weitere Arbeitsmöglichkeiten. Nachdem sich in der Arbeit gezeigt hat, dass FIT und UTD zur Synchrotronstrahlungsberechnung erfolgreich eingesetzt werden können, wäre hier der nächste Schritt, die verwendeten Verfahren robuster zu gestalten. Dazu müsste die Wahl der Diskretisierungsparameter systematisiert bzw. durch Faustformeln ersetzt werden. Damit könnten die Methoden dann auch effektiv auf andere Kammergeometrien angewendet oder die Kammergeometrie für den Anwendungsfall der CSR-Diagnostik optimiert werden. Die zeitaufwändigen UTD-Rechnungen lassen sich weiterhin sehr effizient parallelisieren, so dass eine Implementierung auf Cluster-Rechnern als sehr vielversprechend erscheint. Als weiterer Punkt wäre auch interessant, nicht nur eine Punktladung oder einen starren Bunch zu betrachten, sondern einen allgemeinen, sich während des Flugs durch den Bunchkompressor verändernden Bunch, wie er in der Realität eigentlich anzutreffen ist. Auch unberücksichtigt bleibt der Einfluss der weiteren Elemente der optischen Strecke auf das Spektrum. Besonders zu erwähnen ist hier der Fokus des Parabolspiegels, welcher auf den Anfangspunkt der zweiten Kurve im Bunchkompressor ausgerichtet ist. Dies ist bei langen Wellenlängen offensichtlich keine günstige Wahl, da die Strahlung hier primär durch die Apertur am Kammerausgang beeinflusst wird.

Konventionen, Abkürzungen und Symbole

Konventionen

Fourier-Transformation

$$F(j\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-j\omega t} dt$$
$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega$$

Maxwell-Gleichungen

Zeitbereich:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E}(\vec{r}, t) &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B}(\vec{r}, t) \\ \operatorname{rot} \vec{H}(\vec{r}, t) &= \frac{\partial}{\partial t} \vec{D}(\vec{r}, t) + \vec{J}(\vec{r}, t) \\ \operatorname{div} \vec{B}(\vec{r}, t) &= 0 \\ \operatorname{div} \vec{D}(\vec{r}, t) &= \varrho(\vec{r}, t) \\ \vec{D}(\vec{r}, t) &= \epsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= \mu(\vec{r}) \vec{H}(\vec{r}, t) \end{aligned}$$

Frequenzbereich:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \underline{\vec{E}}(\vec{r}) &= -j\omega \underline{\vec{B}}(\vec{r}) \\ \operatorname{rot} \underline{\vec{H}}(\vec{r}) &= j\omega \underline{\vec{D}}(\vec{r}) + \underline{\vec{J}}(\vec{r}) \\ \operatorname{div} \underline{\vec{B}}(\vec{r}) &= 0 \\ \operatorname{div} \underline{\vec{D}}(\vec{r}) &= \underline{\varrho}(\vec{r}) \\ \underline{\vec{D}}(\vec{r}) &= \epsilon(\vec{r}) \underline{\vec{E}}(\vec{r}) \\ \underline{\vec{B}}(\vec{r}) &= \mu(\vec{r}) \underline{\vec{H}}(\vec{r}) \end{aligned}$$

Abkürzungen

2D-kz-FIT	Simulationsansatz aus Kapitel 2.6.2
2BS	Doppelbremsstrahlungsquelle
AR	Quellendefinition in FEKO (siehe Kapitel 2.3.3)
ASP	Angular Spectrum Propagation
BC	Bunch Compressor (Bunchkompressor)
BEM	Boundary Element Method (Randelementemethode)
BGTF	Beschleunigungs-Geschwindigkeits-Term-Formulierung
BS	Bremsstrahlungsquelle (Elementarquelle aus Kapitel 2.1.2)
BSV	BS+V, Quellenformulierung aus Kapitel 2.1.2
CRD	Coherent Radiation Diagnostics
CSR	Coherent Synchrotron Radiation
CST	Computer Simulation Technology (Firmenname)
D	Kantenbrechung
DD	Doppelbrechung
DESY	Deutsches Elektronen Synchrotron
DIF	Dipol-Integral-Formulierung
DOF	Degree of Freedom (Anzahl der Freiheitsgrade)
DP	Dipol
DPT	Dipol TE/TM, Quellenformulierung aus Kapitel 2.2.2
FD	Finite Differenzen
FE	Finite Elemente
FEKO	Kommerzielle Simulationssoftware (siehe Kapitel 2.3.3 und 2.7)
FFT	Fast Fourier Transform
FIT	Methode der Finiten Integration
FLASH	Freier Elektronen Laser Hamburg
FP	Fresnel Propagation
FWHM	Full Width Half Maximum (Halbwertsbreite)
GMRES	Generalized Minimal Residual Method
GO	Geometrische Optik
GTD	Geometric Theory of Diffraction
IDP	Integrierte Dipole Quelle, Quellenformulierung bzw. Elementarquellen aus Kapitel 2.1.2
lpw	Linien pro Wellenlänge (lines per wavelength)
MLFMM	Multilevel Fast Multiple Multipole
MWS	Microwave Studio (Simulationssoftware, siehe Kapitel 2.6.1)
PARDISO	kommerzieller direkter Gleichungssystemlöser (siehe Kapitel 2.6.2)
PEC	Perfect Electric Conductor
PETSc	Portable, Extensible Toolkit for Scientific Computation
PW	Plane Wave, Quellenformulierung aus Kapitel 2.2.2
R	Reflexion
RC	Raised Cosine (\cos^2 -Funktion)
RSD	Dateiformat der Firma Simlab
SR	Synchrotron Radiation
SRUTD	Synchrotron Radiation UTD
TE	transversal elektrisch

TM	transversal magnetisch
UTD	Uniform Theory of Diffraction
V	Velocity-Quelle (Elementarquelle aus Kapitel 2.1.2)

Symbole

\underline{x}	komplexe Größen
\vec{x}	vektorielle Größen
\hat{x}	normierter Vektor
$\langle x \rangle$	Erwartungswert
x^*	konjugiert komplexe Größe
x_1	auf das Referenzteilchen bezogene Größe
\dot{x}	zeitliche Ableitung
\underline{x}	duale Quelpfadgrößen oder Fourierkomponenten in z-Richtung
f_x, f_y, f_z	x-, y- oder z-Komponente von \vec{f}
\propto	proportional zu
\vec{A}	Vektorpotential
A	Integrationsfläche, FIT Gitterfläche oder Systemmatrix
A_W	Kammerfensterfläche
$\underline{\alpha}$	Modenkoeffizient
α	horizontale Wellenausbreitungsrichtung oder horizontaler Winkel des Quelpfades im Bunchkompressor
b	rechte Seite Vektor
$\widehat{\vec{b}}$	FIT magnetischer Gitterfluss
\vec{B}	magnetische Flußdichte
$\vec{\beta}$	auf Lichtgeschwindigkeit normierte Geschwindigkeit
c	Lichtgeschwindigkeit
c_0	Vakuumlichtgeschwindigkeit
\mathbf{C}	FIT Curl Matrix
$\tilde{\mathbf{C}}$	FIT duale Curl Matrix
d_f	Übergangsbereich in der Entwicklungsebene beim PW-Ansatz
d_0	Nullbereich in der Entwicklungsebene beim PW-Ansatz
d_{RC}	Breite der 1D-RC-Bunchverteilung
$\widehat{\vec{d}}$	FIT elektrischer Gitterfluss
\vec{D}	Verschiebungsflußdichte
D_x, D'_x	Größe der Quellfläche und Zielfläche in x-Richtung bei der Fresnel-Propagation
\vec{e}	FIT elektrische Kantenspannung
E	Bunchenergie
\vec{E}	elektrische Feldstärke
ϵ	Permittivität oder kleine Zahl
f	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion
f_c	Dispersionskorrekturfaktor
F	Formfaktor
F_{18°	Formfaktor auf der 18°-Geraden im Bunchkompressor
γ	relativistischer Gammafaktor

h	Kammerhöhe
$\hat{\mathbf{h}}$	FIT magnetische Kantenspannung
\vec{H}	magnetische Feldstärke
$H_n(\varrho)$	Hankelfunktion
i	Intervall-, Quellen- oder Kantenindex
j	imaginäre Einheitszahl
$\hat{\mathbf{j}}$	FIT elektrischer Gitterstrom
$\hat{\mathbf{j}}_s$	FIT eingepprägter elektrischer Gitterstrom
\vec{J}	elektrische Stromdichte
\vec{k}	Wellenzahl
k_z	Wellenzahl in z-Richtung
κ	Abkürzung für $1 - \vec{\beta} \cdot \hat{R}$ oder Leitfähigkeit
κ_i	Abkürzung für $1 - \vec{\beta}_i \cdot \hat{R}_i$
l_a, l_e	Anfangs- und Endlänge des Quellpfades
λ	Wellenlänge oder Linienladungsdichte
m	Modenzahl in z-Richtung
m_v	Anzahl der vertikalen Spiegelungen
m_h	Anzahl der horizontalen Spiegelungen
$\hat{\mathbf{m}}$	FIT magnetische Gitterströme
\mathbf{M}_ε	FIT Materialmatrix Permittivität
\mathbf{M}_μ	FIT Materialmatrix Permeabilität
\mathbf{M}_κ	FIT Materialmatrix Leitfähigkeit
μ	Permeabilität
n_{RC}	Anzahl der Punktladungen der 1D-RC-Bunchverteilung
\hat{n}	Flächen-Normalenvektor
n_x, n_z	Monitorauflösung in x- und z-Richtung
N	Teilchenzahl des Bunches
N_m	maximal mögliche Anzahl der Spiegelkombinationen
N_a	Anzahl der vom Algorithmus genauer untersuchte Spiegelkombinationen
N_c	Anzahl der Spiegelkombinationen welche einen Beitrag zu den Feldern am Kammerausgang leisten
O	Ursprung
ω	Kreisfrequenz
p	Konstante 1 oder 2 in Abhängigkeit des Modes
p_i	Kante i der Bunchkompressorkammer
$\mathbf{P}_x, \mathbf{P}_y, \mathbf{P}_z$	FIT diskrete Ableitungsmatrizen
P	Wahrscheinlichkeit oder Observationspunkt
φ	Koordinatenwinkel in Zylinder oder Kugelkoordinaten
Φ	Skalarpotential
\mathbf{q}	FIT elektrische Gitterladung
Q	Punktladung, Gesamtladung des Bunches oder Quellpunkt
\vec{r}	Ortsvektor zum Beobachtungspunkt
\vec{r}_q	Ortsvektor zum Quellpunkt
\vec{r}_i	Ortsvektor des Quellpfadpunktes i
\vec{r}_i	Ortsvektor zum Mittelpunkt des Quellpfadsegments i
$\mathcal{R}e$	Realteil

\vec{R}	Differenzvektor vom Quellpunkt zum Observationspunkt $\vec{r} - \vec{r}_Q$
$\vec{R}_i, \vec{R}_{\underline{i}}$	$\vec{r}_i - \vec{r}_Q, \vec{r}_{\underline{i}} - \vec{r}_Q$
ϱ	Raumladungsdichte oder Radius in Zylinderkoordinaten
ϱ_1, ϱ_2	Krümmungsradien des astigmatischen Strahls
ϱ_0	Entwicklungsabstand beim DPT-Ansatz
s	Strahlabstand zum Referenzpunkt
\vec{S}_c	komplexer Poynting Vektor
\vec{S}	Poynting Vektor
\mathbf{S}	FIT Divergenz Matrix
$\tilde{\mathbf{S}}$	FIT duale Divergenz Matrix
S_y	Intensitätsverteilung am Kammerfenster
$S_{y,p}$	Intensitätsverteilung am Parabolspiegel
t, T	Zeit
t_i, \underline{t}_i	Zeitpunkt an dem sich die Punktladung am Ort $\vec{r}_i, \vec{r}_{\underline{i}}$ befindet
Δt_i	Flugdauer der Punktladung auf dem Quellpfadsegment i
t_R	Zeit zur Berechnung der R-Spiegelordnungen
t_D	Zeit zur Berechnung der D-Spiegelordnungen
t_{DD}	Zeit zur Berechnung der DD-Spiegelordnungen
$t_{\text{Mir.}}$	Zeit zur Berechnung der Spiegelanordnungen (R, D, DD) ohne Feldberechnung
$t_{\text{Ap.}}$	Zeit zur Berechnung der Aperturfelder beim PW-Ansatz
$t_{\text{Entw.}}$	Zeit zur Modeentwicklung der Aperturfelder beim PW-Ansatz
t_{UTD}	Zeit zur UTD Berechnung beim PW-Ansatz
ϑ	Koordinatenwinkel in Kugelkoordinaten
\underline{U}	Energiedichte pro Fläche pro Frequenzintervall (Kreisfrequenz)
U	Skalarfeld
v	Geschwindigkeit
v_i	Geschwindigkeit der Punktladung auf dem Quellpfadsegment i
V	Volumen
W, W_f	Spektrum (Energie pro Frequenzintervall) am Kammerausgang
W_λ	Spektrum (Energie pro Wellenlängenintervall) am Kammerausgang
W_p	Spektrum am Parabolspiegel
x	kartesische Koordinate oder Lösungsvektor
x'	kartesische Koordinate im Koordinatensystem des Kammerausgangs
x_1, x_2	Grenzen des Feldberechnungsbereichs in Entwicklungsebene beim PW-Ansatz
y	kartesische Koordinate
y'	kartesische Koordinate im Koordinatensystem des Kammerausgangs
y_0	y-Koordinate der Entwicklungsebene beim PW-Ansatz
z	kartesische Koordinate
z'	kartesische Koordinate im Koordinatensystem des Kammerausgangs
Z	Wellenwiderstand
z_Q	z-Koordinate des Quellpfades

Literaturverzeichnis

- [1] T. Agoh and K. Yokoya, “Calculation of coherent synchrotron radiation using mesh,” *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*, vol. 7, no. 5, p. 054403, 2004.
- [2] C. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley & Sons, 1989.
- [3] S. Balay, K. Buschelman, V. Eijkhout, W. Gropp, D. Kaushik, M. Knepley, L. McInnes, B. Smith, and H. Zhang. (2007, May) PETSc Users Manual. [Online]. Erhältlich: <http://www.mcs.anl.gov/petsc>
- [4] M. Balk, “Feldsimulation starrer Teilchenstrahlen beliebiger Geschwindigkeit und deren Anwendung in der Schwerionenbeschleunigerphysik,” Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2005.
- [5] M. Born, *Principles of Optics*. Cambridge University Press, 2003.
- [6] R. Bosch, “Shielding of infrared edge and synchrotron radiation,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 482, pp. 789–798, 2002.
- [7] S. Casalbuoni, B. Schmidt, P. Schmüser, and B. Steffen. (2006) Far-infrared transition and diffraction radiation, part II: The THz beamline at the VUV-FEL linac. Tesla-FEL-Report 2006-04. [Online]. Erhältlich: http://flash.desy.de/reports_publications/tesla_fel_reports/index_eng.html
- [8] M. Castellano, “A simple derivation of the long wavelength edge radiation from a bending magnet,” in *Proceedings of PAC99*, 1999, pp. 2695–2697.
- [9] E. Chiadroni. (2005) Bunch length characterization at the TTF VUV-FEL. TESLA-FEL Report 2006-09. [Online]. Erhältlich: http://vuv-fel.desy.de/reports_publications/tesla_fel_reports
- [10] O. Chubar and P. Elleaume, “Accurate and efficient computation of synchrotron radiation in the near field region,” in *Proceedings of the EPAC98*, 1998, pp. 1177–1179.
- [11] Computer Simulation Technology. [Online]. Erhältlich: www.cst.de
- [12] (2007) Desy homepage. Deutsches Elektronen Synchrotron DESY. [Online]. Erhältlich: <http://www.desy.de>

- [13] M. Dohlus and T. Limberg, “Calculation of coherent synchrotron radiation in the TTF-FEL bunch compressor magnet chicanes,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 407, pp. 278–284, 1998.
- [14] *FEKO User’s Manual, Suite 5.3*, EM Software & Systems-S.A. (Pty) Ltd, July 2007. [Online]. Erhältlich: www.feko.info
- [15] L. Fröhlich. (2005) Bunch length measurements using a Martin-Puplett interferometer at the VUV-FEL. DESY TESLA FEL Report 2005-02. [Online]. Erhältlich: http://vuv-fel.desy.de/reports-publications/tesla_fel_reports
- [16] G. Geloni, E. Saldin, E. Schneidmiller, and M. Yurkov. (2002, March) A method for ultrashort electron pulse shape-measurement using coherent synchrotron radiation. DESY Report 03-031. [Online]. Erhältlich: <http://www-library.desy.de/report03.html>
- [17] ——. (2005) Paraxial green’s functions in synchrotron radiation theory. DESY-Report 05-032. [Online]. Erhältlich: <http://www-library.desy.de/report05.html>
- [18] J. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 3rd ed. Roberts & Company, 2005.
- [19] O. Grimm, “Coherent radiation diagnostics for short bunches,” in *Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA*, 2007.
- [20] O. Grimm and P. Schmüser. (2006) Principles of longitudinal beam diagnostics with coherent radiation. DESY TESLA-FEL Report 2006-03. [Online]. Erhältlich: http://flash.desy.de/reports-publications/tesla_fel_reports/index_eng.html
- [21] P. Hammes, “Zur numerischen Berechnung von Streumatrizen im Hochfrequenzbereich,” Dissertation, TU Darmstadt, 1999.
- [22] E. Hänsler, *Statistische Signale*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1997.
- [23] Intel Math Kernel Library 9.1. Intel Corporation. [Online]. Erhältlich: <http://www.intel.com/cd/software/products/asmo-na/eng/307757.htm>
- [24] J. Jackson, *Classical Electrodynamics*. Wiley, 1998.
- [25] S. Jamison, G. Berden, A. MacLeod, B. Steffen, and P. Phillips, “Femtosecond resolution bunch profile measurements,” in *Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland*, 2006.
- [26] A. Kabel, M. Dohlus, and T. Limberg. (2000) Numerical calculation of coherent synchrotron radiation effects using TraFiC. SLAC-PUB-8559. [Online]. Erhältlich: <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacpubs/8000/slac-pub-8559.html>
- [27] S. Koch, H. D. Gersem, E. Fischer, G. Moritz, and T. Weiland, “Simulation of eddy-current losses in a fast ramped superconductive dipole magnet,” *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, vol. 16, pp. 334–337, 2006.
- [28] D. A. McNamara, C. W. Pistorius, and J. Malherbe, *Introduction to The Uniform Geometrical Theory of Diffraction*. Artech House, 1990.

- [29] A. Meister, *Numerik linearer Gleichungssysteme*. Vieweg, 1999.
- [30] J. Nodvick and D. Saxon, "Suppression of coherent radiation by electrons in a synchrotron," *Physical Review*, vol. 96, pp. 180–184, 1954.
- [31] A. Peterson, S. L. Ray, and R. Mittra, *Computational Methods for Electromagnetics*. IEEE Press, 1997.
- [32] F. Schäfers, "RAY - the BESSY raytrace program to calculate synchrotron radiation beamlines," Berliner Elektronenspeicherring-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung mbH, Technischer Bericht Nr. 202/96, 1997.
- [33] O. Schenk, K. Gärtner, G. Karypis, S. Röllin, and M. Hagemann. (2007) PARDISO Solver Project. [Online]. Erhältlich: <http://www.pardiso-project.org/>
- [34] D. Schiller, S. Reiche, and M. Ruelas, "QUINDI - a code to simulate coherent emission from bending systems," in *Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA*, 2007.
- [35] J. Schneider, R. Nielsen, J. Feldhaus, B. Kettel, W. Laasch, P. Schmüser, B. Sonntag, and K. Tiedtke. (2007) FLASH. The Free-Electron-Laser in Hamburg. [Online]. Erhältlich: http://flash.desy.de/sites/site_vuvfel/content/e395/e2188/FLASH-Broschreufs_web.pdf
- [36] R. Schuhmann and E. Gjonaj, "State of the art in cavity simulation," in *Proceedings of the ICAP 2004, St. Petersburg*, 2004.
- [37] J. Schwinger. (1945) On radiation by electrons in a betatron. CBP Note-179. Center for Beam Physics. [Online]. Erhältlich: <http://cbp.lbl.gov/>
- [38] S. Setzer, "Design eines integrierten 200 MHz Leistungsverstärkers für Linearbeschleunigerstrukturen," Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2003.
- [39] G. Smith, *An Introduction to Classical Electromagnetic Radiation*. Cambridge University Press, 1997.
- [40] B. Steiner, W. Müller, T. Weiland, J. Enders, H.-D. Gräf, G. Iancu, and A. Richter, "Recent simulation results of the polarized electron injector (SPIN) of the S-DALINAC," in *Proceedings of EPAC 2006, Edinburgh, Scotland*, 2006.
- [41] G. Stupakov, Y. Ding, and Z. Huang, "Calculation of the beam field in the LCLS bunch length monitor," in *Proceedings of the FEL 2006, BESSY, Berlin, Germany*, 2006.
- [42] W. Stutzman and G. Thiele, *Antenna Theory and Design*, 2nd ed. Wiley, 1998.
- [43] A. Taflové and S. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2nd ed. Artech House, 2000.
- [44] M. Timm, "Wake fields of short ultra-relativistic electron bunches," Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2000.

-
- [45] R. Warnock, “Coherent synchrotron radiation and space charge for a 1-d source on an arbitrary planar orbit,” in *Proceedings of PAC07, Albuquerque, New Mexico, USA*, 2007.
 - [46] T. Weiland, “Eine Methode zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen für sechskomponentige Felder auf diskreter Basis,” *Archiv für Elektronik und Übertragungstechnik*, vol. 31, pp. 116–120, 1977.
 - [47] —, “On the unique numerical solution of Maxwellian eigenvalue problems in three dimensions,” *Particle Accelerators*, vol. 17, pp. 227–242, 1985.
 - [48] —, “Time domain electromagnetic field computation with finite difference methods,” *International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields*, vol. 9, pp. 295–319, 1996.
 - [49] —, “Verfahren und Anwendung der Feldsimulation,” Skriptum zur Vorlesung an der TU Darmstadt, 2005.
 - [50] K. Wille, *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. B.G. Teubner, Stuttgart, 1992.
 - [51] S. Zhang and J. Jin. (2007) Computation of special functions. <http://jin.ece.uiuc.edu/routines/routines.html>.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die direkt oder indirekt zum Gelingen der vorliegenden Arbeit beigetragen haben, insbesondere:

- Prof. Dr.-Ing. Thomas Weiland für die Möglichkeit diese Arbeit anzufertigen und die guten Arbeitsbedingungen am Institut,
- Prof. Dr.-Ing. Peter Meißner für sein Interesse an der Arbeit und die freundliche Übernahme des Korreferats,
- Heike Seiler, die es geschafft hat noch rechtzeitig einen Termin für die Prüfung zu finden,
- Timo Euler, Denis Sievers und Wolfgang Ackermann für die gewissenhafte Durchsicht des Manuskripts und die konstruktiven Verbesserungsvorschläge,
- Oliver Grimm und Kollegen für die Betreuung seitens DESY und die immer konstruktiven Diskussionen über die Ergebnisse meiner Arbeit,
- Prof. Dr.-Ing. Rolf Schuhmann für die Unterstützung in der Anfangsphase der Arbeit,
- allen Kolleginnen und Kollegen am Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder, die mich bei meiner Arbeit unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt:

- meiner Frau Mihaela für ihre liebe- und verständnisvolle Unterstützung besonders in der Endphase der Arbeit,
- meinen Eltern, die mich immer in höchstem Maße unterstützt haben,
- meinen Zimmerkollegen Denis und Timo für die interessanten fachlichen Diskussionen, die gemeinsamen Mittagessen und eine unvergessliche Zeit bei TEMF.

Lebenslauf

Name Andreas Robert Paech
Geboren 27.08.1976 in Hanau
Familienstand verheiratet, 1 Kind



1983 – 1987 Grundschohle Kahl
1987 – 1996 Friedrich-Dessauer-Gymnasium, Aschaffenburg, Abitur
09/1996 – 09/1997 Zivildienst, Stadtkrankenhaus Hanau
10/1997 – 11/2002 Studium der Elektrotechnik an der TU Darmstadt, Vertiefungsrichtung Theoretische Elektrotechnik, Abschluss als Diplomingenieur
03/2003 – 03/2008 Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Institut für Theorie Elektromagnetischer Felder, Fachbereich Elektro- und Informationstechnik, TU Darmstadt